TECHNIKA LOTNICZA

KWARTALNIK ZWIĄZKU POLSKICH INŻYNIERÓW I TECHNIKÓW LOTNICZYCH

(KOŁO LOTNICZE SIMP)

TREŚĆ ZESZYTU

ROK IV **ZESZYT 4 (7)** **GRUDZIEŃ 1949**

WYDAWCA: INSTYTUT WYDAWNICZY SIMP

Warunki ogłaszania prac w „Technice Lotniczej".

1. Redakcja „Techniki Lotniczej" przyjmuje do druku jedynie prace nigdzie przed tym nie drukowane.

2. Prace zgłaszane do „Techniki Lotniczej" powinny być wykończone pod względem układu treści i stylu, ponadto zgodne z pisownią Polskiej Akademii Umiejętności.

3. Do druku mogą być zgłaszane zarówno prace oryginalne, jak kompilacyjne oraz tłumaczenia ew. streszczenia najcenniejszych artykułów obcych, przy czym należy szczegółowo podać źródła, z których autor korzystał.

4. Redakcja zastrzega sobie prawo czynienia poprawek i skrótów w tekście z tym, że ważniejsze poprawki lub uzupełnienia zostaną uzgodnione z autorem.

5. Nadesłane artykuły kwalifikuje Komitet Redakcyjny T. L., który może zaprosić do współpracy wybranego przez siebie koreferenta, specjalistę danego działu.

6. Redakcja zastrzega sobie prawo do przerysowania lub przerobienia rysunków i wykresów, o ile będą one wykonane w sposób, nie nadający się do wykonania klisz.

7. Każdy nadesłany artykuł powinien być zaopatrzony w krótkie, nie przekraczające 15 wierszy streszczenie.

8. Prace należy nadsyłać pod adresem: Redakcja „Techniki Lotniczej", Warszawa, ul. Nowowiejska 24.

9. Redakcja nie odpowiada za poglądy wyrażone przez autorów.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

TECHNIKA LOTNICZA

KWARTALNIK ZWIĄZKU POLSKICH INŻYNIERÓW I TECHNIKÓW LOTNICZYCH
(KOŁO LOTNICZE SIMP)

ROK IV **ZESZYT 4 (7)** **GRUDZIEŃ 1949 r.**

W SIEDEMDZIESIĄTĄ ROCZNICĘ....

21 grudnia myśli polskiego inżyniera i technika zwracają się ku Wielkiemu Przyjacielowi Narodu Polskiego, Wodzowi obozu pokoju i postępu, niezłomnemu bojownikowi o ustrój sprawiedliwości społecznej, socjalizm, ku Józefowi Stalinowi, którego 70-tą rocznicę w dniu tym obchodzi cała postępowa ludzkość.

Józef Stalin całe swe życie i działalność poświęcił sprawie ludu pracującego, sprawie szczęścia ludzkości, kontynuując wielkie dzieło Marksa, Engelsa i Lenina.

Z imieniem STALINA związane jest zwycięstwo socjalizmu w Z.S.R.R., dziś państwa potęgi gospodarczej i militarnej, państwa o przodującym ustroju i nauce, technice i kulturze, państwa którego ludzie odwracają kierunek biegu rzek, wykorzystują energię atomową dla budownictwa pokojowego, państwa które jest gwiazdą przewodnią ludów, walczących o wyzwolenie społeczne i narodowe, o socjalizm.

Z imieniem STALINA związane jest rozgromienie faszyzmu hitlerowskiego i wyzwolenie narodów Europy z pod jego jarzma: wyzwolenie Polski, pomoc w utworzeniu Odrodzonego Wojska Polskiego, które u boku Armii Radzieckiej wniosło swój wkład w wyzwolenie, i bezinteresowna pomoc Z.S.R.R. dla narodu polskiego po wyzwoleniu.

Z imieniem STALINA związana jest światowa walka o pokój, na czele której stoi Z.S.R.R., gwarancja naszej niepodległości, naszych granic na Odrze i Nysie, naszych możliwości istnienia i rozwoju ku ustrojowi, który nie ma bezrobocia, nędzy i wyzysku człowieka przez człowieka, — ku socjalizmowi.

Z imieniem STALINA związany jest wspaniały rozwój lotnictwa radzieckiego, lotnictwa obrony pokoju i zdobyczy ludu pracującego Z.S.R.R. i Krajów Demokracji Ludowej. Jego osobistym wskazówkom i opiece zawdzięcza Zw. Radziecki przodujące w świecie lotnictwo, które tak wielką rolę odegrało w naszym wyzwoleniu oraz w stworzeniu i rozwoju lotnictwa Polski Ludowej.

Składając WIELKIEMU STALINOWI wyrazy szczerej wdzięczności i najgłębszej czci, przyrzekamy nie zapomnieć, że uratowanie od zagłady, opiekę i przyjaźń Związku Radzieckiego, zawdzięczamy zwycięstwu idei, której sztandarem jest Jego Imię, jako wodza kierowanej przezeń partii.

Przyrzekamy oddać wszystkie nasze siły i umiejętności sprawie wzmacniania niepodległości naszej Demokratycznej Polski Ludowej, sprawie łączącej wszystkich ludzi dobrej woli, sprawie socjalizmu, pokoju i postępu.

Inż. JAN STASZEK
Główny Instytut Lotnictwa

Opływ profilu przy nadkrytycznych liczbach Macha

1. WSTĘP.

Wpływ ściśliwości powietrza stał się w ostatnich dwudziestu latach czynnikiem, którego nie można zaniedbać w zagadnieniach budowy samolotów [1]). Założenia aerodynamiki zaniedbywały początkowo, zupełnie świadomie wpływ ściśliwości, jako dający bardzo niewielkie różnice w porównaniu z wynikami uzyskiwanymi w założeniu ośrodka nieściśliwego. Wprowadzona przez *Glauerta* [9] poprawka na wpływ ściśliwości pozwoliła ustalić różnice zachodzące pomiędzy równaniami aerodynamiki zwykłej, a dynamiką ośrodków ściśliwych, potwierdzając zgodność tej ostatniej w swoich założeniach z wynikami doświadczeń, w zakresie prędkości mniejszych od prędkości dźwięku. W przypadku jednak, gdy przy normalnym przepływie poddźwiękowym pojawiają się w pewnych miejscach opływanego ciała prędkości przekraczające prędkość dźwięku, poprawka *Glauerta* nie jest już wystarczająca.

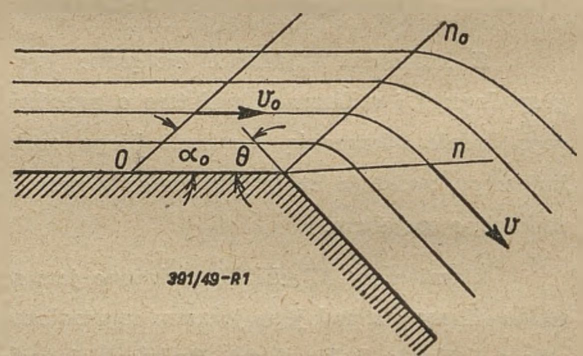
Prawa rządzące dynamiką ośrodków ściśliwych są zupełnie różne od praw aerodynamiki zwykłej. Szczególnie trudno jest znaleźć ścisłe związki matematyczne w przypadku gdy w rozpatrywanym polu prędkości mamy do czynienia równocześnie z prędkościami naddźwiękowymi i poddźwiękowymi. Oddziaływanie lokalnego obszaru naddźwiękowego na charakter całego opływu jest stosunkowo duże i nastręcza w budowie samolotów wiele kłopotów, zarówno natury aerodynamicznej jak i konstrukcyjno-wytrzymałościowej.

Przypominamy, że *stosunek prędkości przepływu do prędkości dźwięku odpowiadającej parametrom stanu w danych warunkach, przyjęto nazywać liczbą Macha. Liczba Macha, równa stosunkowi prędkości przepływu, przy której pojawiają się miejscowe przekroczenia prędkości dźwięku, do prędkości dźwięku odpowiadającej parametrom stanu gazu przepływu niezakłóconego, nazywa się „krytyczną liczbą Macha". Zakres liczb Macha zawarty pomiędzy krytyczną liczbą Macha, a liczbą Macha odpowiadającą prędkości dźwięku ($M = 1$) będziemy nazywać nadkrytycznymi liczbami Macha.*

2. PRZEPŁYWY NADDŹWIĘKOWE.

Przepływ naddźwiękowy podlega również prawu *Bernoulliego* z tą jednak różnicą, w porównaniu z aerodynamiką zwykłą, że parametry stanu gazu zmieniają się i gęstość musi być obliczona z zależności jej od ciśnienia, np. z równania adiabaty lub z równania *Hugoniota* [2]). Pozostałymi równaniami potrzebnymi do rachunku są: równanie stanu i równanie ciągłości przepływu. Podstawowe różnice zachodzące pomiędzy przepływem poddźwiękowym i naddźwiękowym dadzą się wyjaśnić na przykładach opływu załamań wypukłego i wklęsłego [2]).

Jeżeli przepływ jednostajny naddźwiękowy natrafi na źródło wywołujące zaburzenia w postaci lokalnych zmian ciśnienia, to zaburzenia te nie będą mogły przemieszczać się we wszystkich kierunkach, ponieważ ich prędkość rozchodzenia się jest równa prędkości dźwięku, natomiast przepływ posiada prędkość większą od prędkości dźwięku. Rozchodzące się lokalne zmiany ciśnienia są jakby „zmywane" przez przepływ i w rezultacie zaburzenia te mogą się rozchodzić tylko wewnątrz stożka lub klina o kącie rozwarcia, którego sinus jest równy stosunkowi prędkości dźwięku do prędkości przepływu. Widać tu wyraźną różnicę w porównaniu z aerodynamiką ośrodków nieściśliwych, z której rozważań teoretycznych wynika, że zmiany ciśnienia rozchodzą się we wszystkich kierunkach z nieskończenie wielką prędkością, podczas gdy w ośrodku ściśliwym lokalne zmiany ciśnienia przemieszczają się z prędkością dźwięku: przy prędkościach poddźwiękowych we wszystkich kierunkach, przy prędkościach naddźwiękowych tylko zgodnie z kierunkiem przepływu.



Rys. 1. Opływ naddźwiękowy załamania wypukłego.

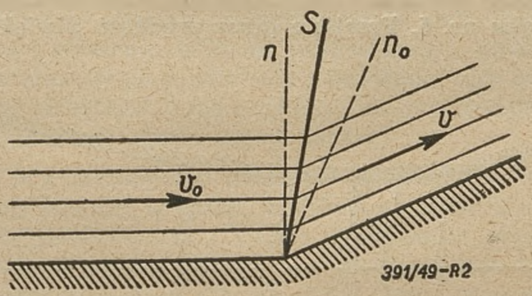
Jeżeli punkt załamania A potraktujemy jako wysyłające fale dźwiękowe źródło, należące zarówno do przepływu niezakłóconego, jak i do odchylonego, to zauważymy, że zmiany kierunku i wielkości wektora prędkości muszą zachodzić właśnie pomiędzy liniami Macha n_0 i n właściwymi dla tych dwu przepływów. W przedziale n_0 — n linia prądu jest styczna zarówno do linii prądu przepływu niezakłóconego jak i do linii prądu przepływu odchylonego.

---

[1]) Por. [16].
[2]) Patrz m. in.[1]).

Rozważając opływ załamania wypukłego, wobec tendencji rozprężającego się ośrodka do całkowitego wypełnienia powiększającej się objętości (bez oderwań i próżni), przepływ zakrzywi się pod kątem równym kątowi załamania płaszczyzny, przy czym prędkość wzrośnie, (wektor przyrostu prędkości jest prostopadły do linii Macha powodując w przypadku załamania wypukłego wzrost wektora prędkości oraz zmianę kierunku, (por. [16]), a więc i liczba Macha poza załamaniem wypukłym powiększy się. Pochylenie linii Macha, czyli linii, wzdłuż których rozchodzą się lokalne zmiany ciśnienia musi również powiększyć się.

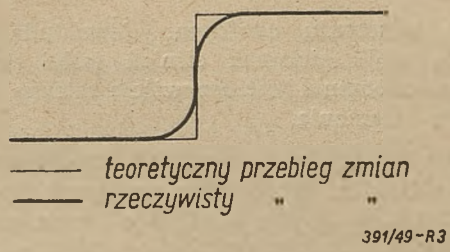
Ponieważ fizycznie biorąc, przemieszczenia zmian ciśnienia są identyczne z rozchodzeniem się dźwięku będziemy mówić dalej o falach dźwiękowych rozumiejąc przez nie mechanizm przemieszczania się lokalnych zmian ciśnienia, bez względu na to czy zjawisku towarzyszą efekty głosowe, czy nie.



Rys. 2. Opływ naddźwiękowy załamania wklęsłego.

Po przejściu ciągłych przemian w obszarze pomiędzy liniami Macha n_o i n prędkość gazu oraz objętość właściwa powiększają się, zaś ciśnienie i temperatura maleją. Należy podkreślić, że zmiany te zachodzą przy rozszerzającym się przekroju i są krańcowo różne od zmian zachodzących w przypadku przepływu nieściśliwego, w którym prędkość maleje zaś ciśnienie rośnie przy niezmiennej temperaturze i gęstości. Wobec tego, że zmiany zachodzą przy opływie załamania wypukłego w sposób ciągły i praktycznie bez wymiany ciepła z otoczeniem, można przyjąć prawo zmienności parametrów stanu wg. równania adiabaty.

Rozważając opływ załamania wklęsłego zauważymy, że przepływ niezakłócony nie może przejść w sposób ciągły w przepływ odchylony, ponieważ prędkość przepływu poza załamaniem jest mniejsza, a więc i liczba Macha ulega zmniejszeniu. Powodowałoby to przesunięcie linii Macha przepływu odchylonego przed linię Macha przepływu niezakłóconego. W związku z tym obserwujemy tutaj nieciągłą zmianę prędkości i kierunku przepływu wzdłuż linii zgęszczenia S przebiegającej pomiędzy obiema wymienionymi liniami Macha. Ponieważ jednak taka idealna nieciągłość zmiany nie jest fizycznie możliwa, omawiane zjawisko zachodzi w rzeczywistości wg *F. Feldmana* [15] w warstwie o grubości około *10 mm*, wg. schematu przedstawionego na rysunku nr. 3.



Rys. 3. Schemat przebiegu zmiany ciśnienia wzdłuż linii prądu po przejściu przez linię zgęszczenia.

Ta gwałtowna, nieciągła zmiana powoduje zmniejszenie prędkości i objętości właściwej oraz podwyższenie temperatury i ciśnienia czynnika. Zmiany zachodzące przy tym nie mogą być rozważane jako adiabatyczne, ponieważ zachodzą w sposób nieciągły zaś zależność pomiędzy ciśnieniem i objętością właściwą jest zniekształcona (w stosunku do adiabaty) przez zamianę pewnej ilości energii kinetycznej czynnika w energię cieplną, która podgrzewa gaz do temperatury wyższej niżby to wynikało z równania stanu i związku $pv^k = const.$ Zmiana zachodzi więc przy wzroście entropii i równanie adiabaty musi być zastąpione równaniem *Hugoniota* uwzględniającym omówione wyżej zjawiska.

Ponieważ następuje tutaj uderzenie strug przepływu niezakłóconego, w którym panuje ciśnienie mniejsze, o czynnik poza linią (powierzchnią) zgęszczenia, poruszający się z mniejszą prędkością i posiadający większe ciśnienie, nazywamy całe zjawisko sprężaniem uderzeniowym. Istnieje tutaj analogia do zderzenia ciał stałych, kiedy to również obserwujemy zamianę energii kinetycznej na cieplną. Ilość energii kinetycznej zamienionej na ciepło zależy od stosunku ciśnień (albo prędkości) przed i po uderzeniu.

Z omówionych przykładów wynika, że nie możemy właściwie mówić o „fali rozrzedzeniowej" ponieważ zmniejszanie się ciśnienia zachodzi w sposób ciągły, natomiast prędzej można nadać nazwę „fali uderzeniowej" sprężaniu uderzeniowemu, zachodzącemu w sposób nieciągły, co podkreśliłoby odmienność charakteru tych dwu zjawisk [1]).

W przypadku, gdy, po uderzeniu wywołanym załamaniem wklęsłym, przepływ odbywa się w dalszym ciągu z prędkością naddźwiękową fala uderzeniowa jest pochylona do kierunku przepływu i mówimy

---

[1]) Nie jest to fala w ścisłym tego słowa znaczeniu ponieważ nazwę tę nadajemy zjawisku rozchodzenia się zmian ciśnienia wzdłuż pewnej drogi w funkcji czasu, przy czym, po przejściu fali, ciśnienie przyjmuje wartość taką samą jaką miało przed jej przejściem. W przypadku fali uderzeniowej obserwujemy jedynie nagły wzrost ciśnienia licząc zgodnie z kierunkiem przepływu. Nie jest to więc właściwie fala, a tylko określenie odniesione do omawianego zjawiska. Fala uderzeniowa ma zresztą pewną analogię do fali spiętrzeniowej w hydromechanice. Słuszniejszym byłoby może określenie „strefa rozrzedzeniowa" i „warstwa zgęszczeniowa" z uwagi na wspomnianą nie idealną nieciągłość ciśnienia w przypadku gwałtownego zahamowania przepływu.

wtedy o uderzeniu ukośnym. Amplituda takiego uderzenia, czyli stosunek ciśnień (albo prędkości) przed i po uderzeniu jest oczywiście zależna od wielkości kąta załamania.

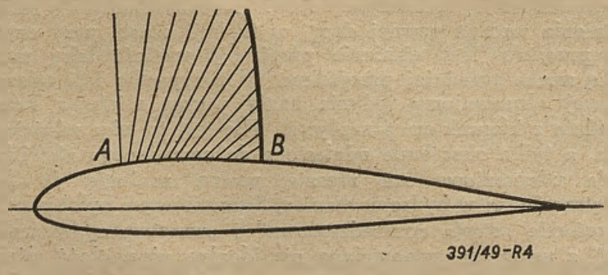
Rozważmy bliżej „przejście" przepływu przez prędkość dźwięku. Prędkość przepływu bezpośrednio po uderzeniu może się obniżyć od razu nawet do 78% prędkości dźwięku przed uderzeniem, przy czym nie obserwujemy nigdy ciągłego przejścia przez prędkość dźwięku, jak to było przy przepływie rozrzedzeniowym, notujemy natomiast zawsze ostry spadek prędkości [15]. Tworząca się tutaj fala uderzeniowa ma kierunek linii Macha odpowiadającej prędkości dźwięku, a zatem prostopadły do kierunku przepływu i w związku z tym uderzenie, przy którym przepływ naddźwiękowy przechodzi w przepływ poddźwiękowy nazywamy uderzeniem prostopadłym. Prędkości przed i po uderzeniu są związane zależnością:

$$v_0 \cdot v = c^2$$

Z omówionych najprostszych przykładów opływu załamań wypukłego i wklęsłego z prędkością naddźwiękową wynika, że dla uzyskania większej prędkości przepływu i zmniejszenia ciśnienia należy strumień uczynić rozbieżnym przez zwiększenie pola przekroju i naodwrót, aby zmniejszyć prędkość i uzyskać wzrost ciśnienia należy strumień uczynić zbieżnym przez zmniejszanie pola przekroju. Ten diametralnie różny przebieg zmian prędkości i ciśnienia przy przepływie naddźwiękowym w porównaniu do przepływu poddźwiękowego jest powodem całego szeregu zjawisk, utrudniających przekroczenie tzw. „bariery dźwiękowej".

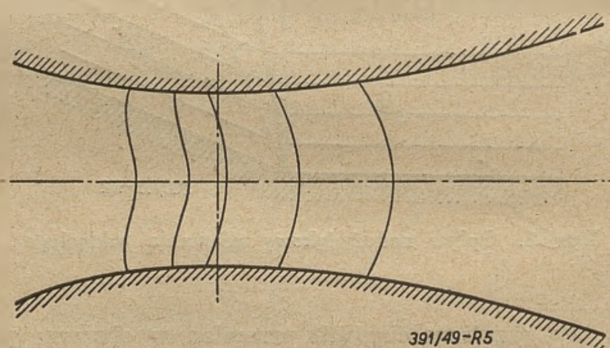
3. OBSZAR NADDŹWIĘKOWY PRZY NADKRYTYCZNYCH LICZBACH MACHA.

Rozważmy teraz jak będą się zmieniały ciśnienie i prędkość na powierzchni profilu po przekroczeniu krytycznej liczby Macha, czyli w wypadku, gdy w pewnym miejscu na profilu prędkość przepływu osiągnie, a następnie przekroczy, prędkość dźwięku (punkt A na rys. 4) W miejscu tym lokalne zmiany ciśnienia będą się rozchodziły prostopadle do powierzchni profilu. Z powodu ciągłości zachodzących zmian nie dostrzeżemy w ogóle na zdjęciach fotograficznych w wypadku dokładnego wygładzenia skrzydła, linii Macha, wzdłuż których przemieszczają się owe lokalne zmiany ciśnienia, natomiast uwidocznią się wyraźnie rozjaśnienia pochodzące od rozrzedzenia powietrza. W miarę przesuwania się w prawo od punktu A kierunek linii rozrzedzenia będzie się zmieniał, pochylając się coraz bardziej w miarę wzrostu prędkości i spadku ciśnienia. Zmiany takie zachodzą aż do punktu B, w którym następuje uderzenie prostopadłe. Po uderzeniu ciśnienie gwałtownie wzrasta zaś prędkość maleje od razu o kilka do kilkunastu procent poniżej prędkości dźwięku. To uderzenie prostopadłe, dające nieciągłą zmianę parametrów stanu jest wyraźnie widoczne na zdjęciach fotograficznych.



Rys. 4. Tworzenie się obszaru naddźwiękowego na profilu.

Aby lepiej uzmysłowić sobie charakter zachodzących zmian, a w szczególności pojawiającego się w punkcie B uderzenia prostopadłego rozważmy przepływ przez przewężenie utworzone z dwu skrzydeł o płaszczyznach cięciw równoległych do siebie i rozstawionych na pewną odległość. Otrzymamy wtedy płaski przepływ w dyszy, w którym rozkład równych liczbowo prędkości jest pokazany schematycznie na rysunku nr. 5. Przejście przez prędkość dźwięku zachodzi wzdłuż linii krzywej, obliczonej przez *Th. Meyera* [13] dla danych warunków brzegowych. Przy ścianie prędkość dźwięku pojawia się przed najwęższym przekrojem zaś w osi dyszy — poza nim. Wyniki rachunku teoretycznego, zgadzają się dobrze z rzeczywistością, poza warstwą powierzchniową, czyli tam, gdzie przepływ może być uważany za potencjalny.

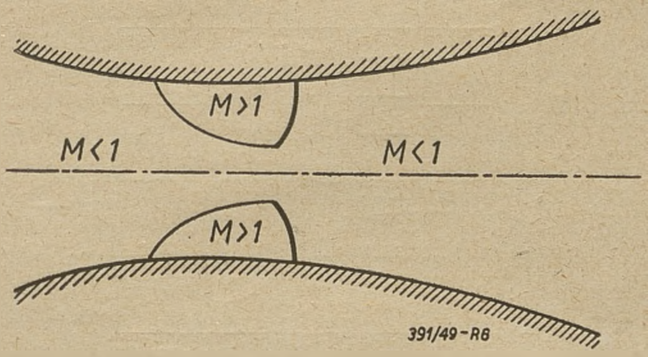


Rys. 5. Krzywe stałych prędkości przy dwuwymiarowym przepływie ośrodka ściśliwego przez dyszę.

Fizycznie, taki charakter przepływu jest łatwy do zrozumienia. Czynnikiem przyśpieszającym są w tym przypadku ściany dyszy i wskutek tego cząsteczki gazu w osi dyszy, jako najbardziej oddalone od ścian najpóźniej ulegają przyśpieszeniu.

Taki rozkład prędkości tworzy się jednak tylko wtedy gdy po przejściu poza przekrój najwęższy cały przepływ osiągnie prędkość naddźwiękową. Z termodynamiki wiemy, że przypadek ten zajdzie wtedy, gdy stosunek ciśnienia statycznego gazu w spoczynku poza dyszą do ciśnienia statycznego przed nią, jest mniejszy lub równy 0,527. W przypadku gdy stosunek ten jest nieco większy może się zdarzyć, że w pobliżu ściany gaz przekroczy prędkość dźwięku, zaś w osi przekroju najwęższego nie zdoła jej osiągnąć i w re-

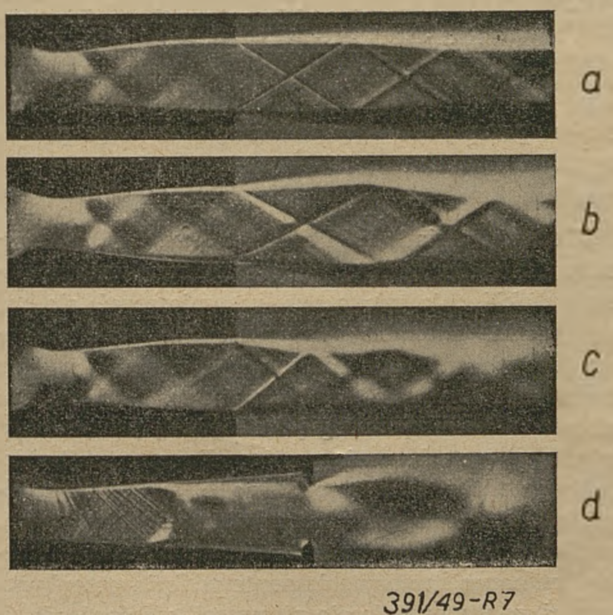
zultacie poza przewężeniem otrzymamy prędkość poddźwiękową, jak to pokazano schematycznie na rysunku nr. 6. Przypadek ten tłumaczy dość dobrze



Rys. 6. Przepływ ośrodka ściśliwego przez dyszę z miejscowym przekroczeniem prędkości dźwięku.

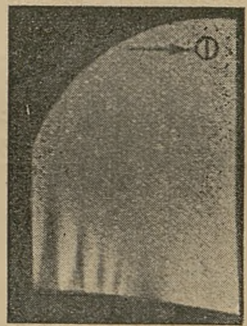
powstawanie obszaru naddźwiękowego przy opływie profilu i pozostaje tylko do podkreślenia i wyjaśnienia gwałtowny skok ciśnienia i prędkości przy przejściu od prędkości naddźwiękowej do poddźwiękowej w tylnej części strefy supersonicznej.

Takie prostopadłe uderzenie sprężeniowe obserwujemy również w dyszy, w której prędkość dźwięku została przekroczona i dalsze rozprężanie obniżyło ciśnienie u wylotu do wartości mniejszej niż ciśnienie otaczające (rysunek nr. 7d). Przy niewielkiej różnicy ciśnień obserwujemy tylko zwężenie strumienia wypływającego z wylotu dyszy, jeśli jednak umożliwić przeniknięcie ciśnienia większego od panującego w przewężeniu do wewnątrz dyszy, to spowoduje ono powstawanie uderzeń prostopadłych, a nawet uderzeń ukośnych w zależności od amplitudy sprężenia i wpływu warstwy powierzchniowej.



Rys. 7. Tworzenie się prostopadłej fali uderzeniowej przy wypływie z dyszy z prędkością naddźwiękową.

Charakterystyczne jest, że przejście od przepływu naddźwiękowego do poddźwiękowego przy niewielkich liczbach Macha powoduje powstawanie, nie jednej fali uderzeniowej a całego ich szeregu, kolejno następujących po sobie, aż do miejsca, w którym przepływ przechodzi definitywnie do prędkości poniżejdźwiękowych. Im przekroczenie prędkości dźwięku jest mniejsze tym ilość fal uderzeniowych jest większa, zaś ich amplitudy, czyli stosunki ciśnień po uderzeniach do ciśnień przed uderzeniami, oczywiście są mniejsze. W granicy, przy bardzo niewielkim przekroczeniu prędkości dźwięku, po początkowym rozjaśnieniu oznaczającym przepływ rozrzedzeniowy otrzymuje się na fotografiach zaciemnienie pochodzące od całego szeregu fal uderzeniowych.

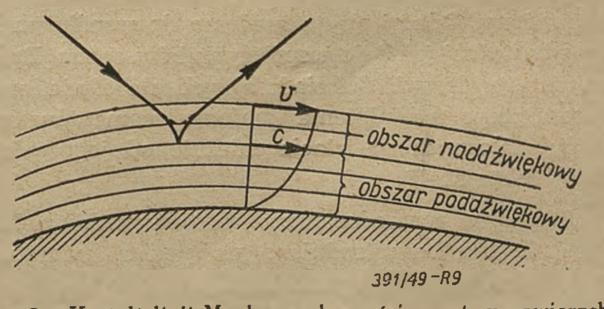


Rys. 8. Szereg fal uderzeniowych przy niewielkim przekroczeniu prędkości dźwięku na profilu. (M = 1,106).

4. WPŁYW WARSTWY POWIERZCHNIOWEJ.

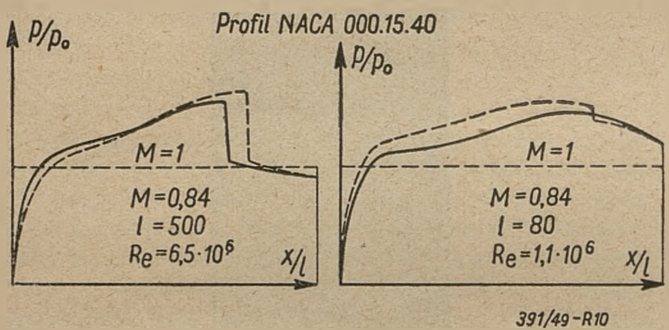
Na charakter tworzenia się fal uderzeniowych wpływa w dużym stopniu warstwa powierzchniowa i naodwrót, fale uderzeniowe mają lokalny wpływ na grubość i charakter warstwy powierzchniowej.

Warstwa powierzchniowa komplikuje w znacznym stopniu tworzenie się fal uderzeniowych. Jeżeli rozważymy warstwę powierzchniową o pewnej grubości, to z rozkładu prędkości możemy od razu wywnioskować, że zakres naddźwiękowy tworzący się przy opływie profilu nie może sięgać do samej powierzchni skrzydła ,ponieważ prędkość dźwięku jest osiągnięta przez cząsteczki gazu dopiero w pewnej odległości od ścianki. W związku z tym fale uderzeniowe i linie Macha przy przepływie rozrzedzeniowym tworzą się nie na samej ściance, a w pewnej



Rys. 9. Kształt linii Macha w obecności warstwy powierzchniowej.

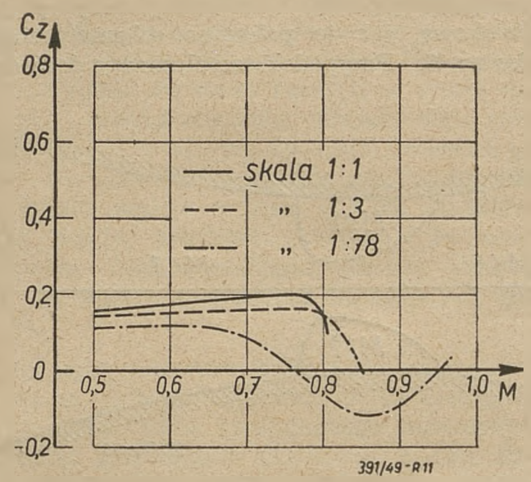
odległości od niej. Jest to ważne o tyle, że warstwa powierzchniowa nie może wobec tego wpływać na miejsce pojawiania się czy zanikania obszaru naddźwiękowego, ponieważ dzieje się to niejako poza nią, natomiast ma ona wpływ na kształtowanie się fal uderzeniowych. Wykonane przez *Götherta* [4] doświadczenia z bombami lotniczymi wykazały, że miejsce, w którym powstaje obszar naddźwiękowy nie zmienia się, bez względu na to czy charakter warstwy powierzchniowej jest laminarny czy też burzliwy. Może natomiast zmieniać się i zmienia się w rzeczywistości rozkład ciśnień w zależności od liczby Reynoldsa, jak to wykazały doświadczenia wykonane w N.A.C.A. z profilem *000.15.40* przy liczbie Macha $M = 0{,}84$ oraz dwu różnych liczbach Reynoldsa: $6{,}5 \cdot 10^6$ oraz $1{,}1 \cdot 10^6$. [4].



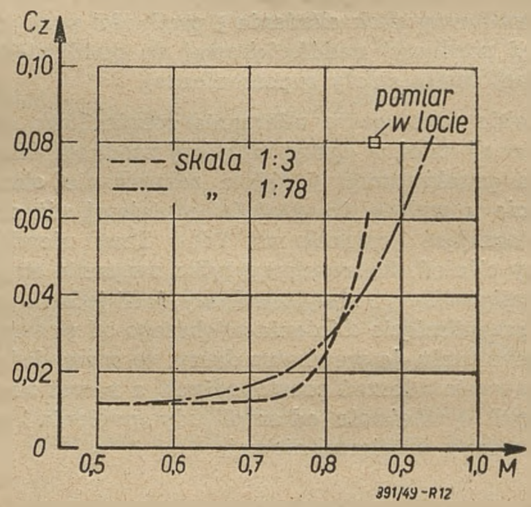
Rys. 10. Wpływ liczby Reynoldsa na rozkład ciśnień.

Przesunięcie obszaru podciśnienia na górnej stronie skrzydła przy niewielkich wymiarach modelu, do przodu tłumaczy się tu prawdopodobnie mniejszym promieniem krzywizny i związanym z tym energiczniejszym oddziaływaniem sił masowych (prawo *Frouda*). Niestety brak większej ilości danych doświadczalnych odnoszących się do tego zagadnienia nie pozwala na szersze omówienie tematu. Najbardziej miarodajne byłoby tu oczywiście zestawienie badań tunelowych z wynikami uzyskanymi z badań w locie. Pewne pojęcie o zachodzących zmianach dają doświadczenia wykonane w Stanach Zjednoczonych w latach 1946—7 z rakietowym samolotem *Bell X—1*, zrzucanym z superfortecy *B—29*, oraz z samolotem *Douglas D 558-I* zaopatrzonym w napęd strumieniowo-odrzutowy. Z załączonych dwu wykresów (rysunek nr. 11 i 12) widać, że wpływ skali modelu jest bardzo znaczny i w żadnym wypadku nie może być lekceważony. Odnosi się to zarówno do współczynników siły nośnej jak i do współczynników oporu. Brak jest niestety danych doświadczalnych dla oświetlenia interesującego zagadnienia zmiany momentów sił aerodynamicznych na płacie zależnie od jego wielkości (efektu skali).

Przepływ rozrzedzeniowy obszaru naddźwiękowego nie ma bezpośredniego wpływu na warstwę powierzchniową, która pozostaje laminarną czy burzliwą w zależności od energii kinetycznej posiadanej przez subwarstwę. Komplikacje pojawiają się dopiero w przepływie zgęszczeniowym a więc przede wszystkim w miejscu gdzie występuje uderzenie prostopadłe.



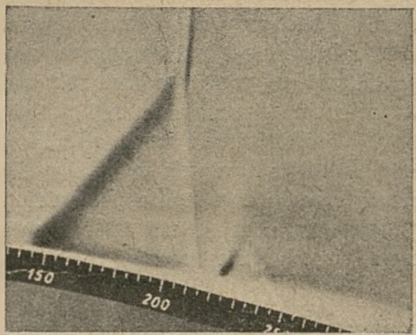
Rys. 11. Wpływ wielkości modelu na współczynniki siły nośnej w zależności od liczby Macha.



Rys. 12. Wpływ wielkości modelu na współczynniki oporu w zależności od liczby Macha.

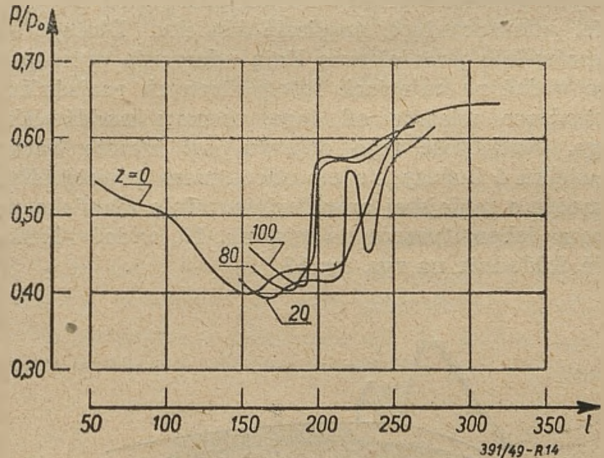
Nieciągła zmiana ciśnienia możliwa jest, jak wynika z § 2 tylko w przepływie naddźwiękowym, ponieważ zakłócenia nie mogą przemieszczać się „w górę" prądu, natomiast w przepływie poddźwiękowym tego ograniczenia nie ma. W przypadku warstwy powierzchniowej laminarnej, posiadającej stosunkowo niewielką energię kinetyczną subwarstwy, ciśnienie z poza uderzenia prostopadłego, przenika daleko do przodu w strefie poddźwiękowej warstwy, powodując jej bardzo znaczne zgrubienie (do 10 razy). Zgrubienie to w miejscu zetknięcia z normalną warstwą laminarną, tworzy załamanie wklęsłe przepływu, powodujące utworzenie się pierwszej, ukośnej odnogi fali λ. To ukośne uderzenie tworzące pierwszą odnogę posiada znacznie mniejszą amplitudę niż ude-

rzenie prostopadłe. Całe zjawisko widać wyraźnie na rysunku nr. 13.



Rys. 13. Tworzenie się fali λ

Charakter zachodzących zmian potwierdzają pomiary ciśnień wykonane na powierzchni płytki doświadczalnej oraz w różnych odległościach od niej. Na wykresach (rys. nr. 14) widać wyraźnie, w odle-

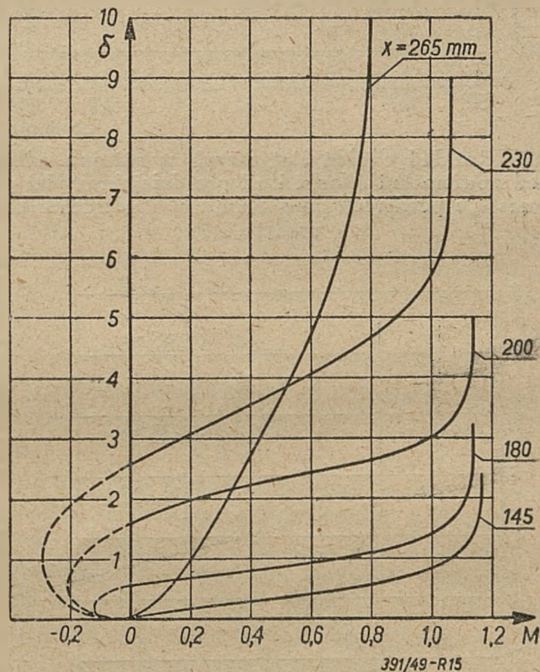


Rys. 14. Rozkład ciśnień statycznych w różnych odległościach od powierzchni ścianki i od przedniej krawędzi płytki przy fali λ i warstwie powierzchniowej laminarnej.

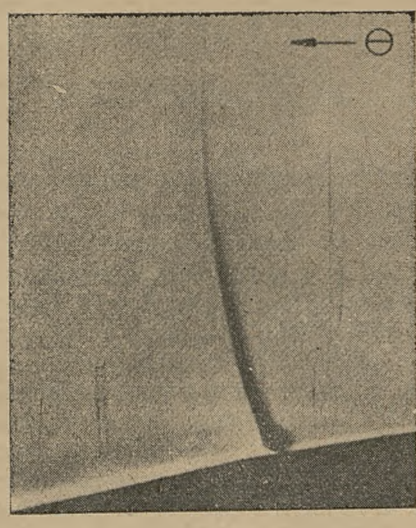
głości około *150 mm* od krawędzi natarcia płytki, skok ciśnienia, pochodzący od tworzącej się, wskutek zgrubienia warstwy powierzchniowej, pierwszej odnogi fali λ. Przy około *200 mm* obserwujemy drugi skok ciśnienia znacznie intensywniejszy niż pierwszy, a pochodzący od uderzenia prostopadłego. Ciekawe jest tutaj złagodzenie gwałtowności skoków ciśnienia bezpośrednio przy ściance, co należy tłumaczyć swobodnym rozchodzeniem się zmian ciśnienia, w strefie poddźwiękowej warstwy powierzchniowej, zarówno do przodu jak i do tyłu.

To przemieszczanie się zmian ciśnienia do przodu w warstwie powierzchniowej, powoduje powstawanie lokalnego przepływu o kierunku przeciwnym do kierunku przepływu zasadniczego [11]. Na wykresach (rys. nr. 15) obrazujących rozkład prędkości w warstwie powierzchniowej oraz jej grubość, całe zjawisko przedstawia się jako typowe dla przechodzenia warstwy laminarnej w burzliwą, razem z charakterystycznym punktem wyjścia. Przerywane linie z lewej strony osi pionowej przedstawiają owe skierowane przeciwnie prędkości. Z wykresów tych widać, że grubość warstwy powierzchniowej wzrosła z *1,2 mm* w warstwie laminarnej do około *10 mm* w warstwie burzliwej. Pomiar w powyższym doświadczeniu był wykonany przy pomocy cienutkiej rurki ∅ *0,5/0,3* tworzącej wysuniętą daleko do przodu sondę.

W przypadku warstwy burzliwej nie obserwujemy tworzenia się pierwszej odnogi fali λ, aż do pewnej wartości skoku ciśnienia. Zgrubienie warstwy powierzchniowej jest w tym wypadku 2 — 2 5 krotne i wpływ skoku ciśnienia jest znacznie mniejszy wobec dużej energii kinetycznej subwarstwy zaś fala uderzeniowa przyjmuje kształt pokazany na rys. 16.

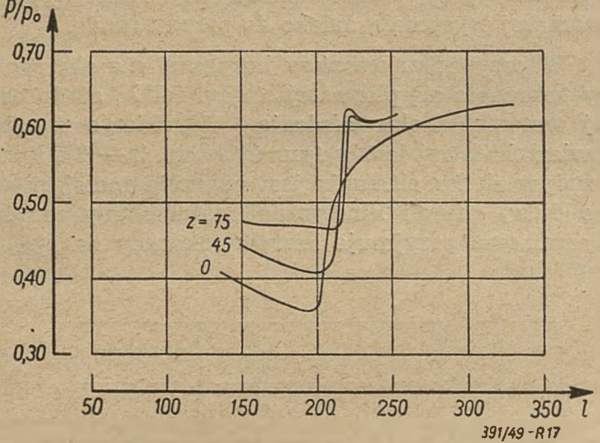


Rys. 15. Profile prędkości w warstwie powierzchniowej przy fali λ.

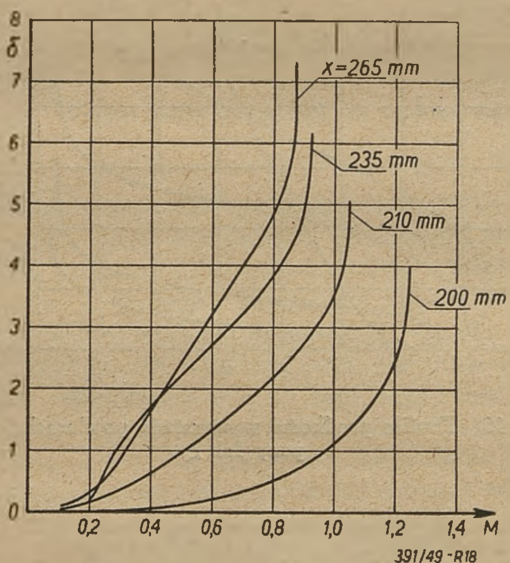


Rys. 16. Prostopadła fala uderzeniowa przy warstwie powierzchniowej burzliwej.

Wykresy obrazujące rozkłady ciśnień na powierzchni profilu i w różnych odległościach od niej oraz rozkłady prędkości w warstwie powierzchniowej w różnych odległościach od krawędzi natarcia są przedstawione na rys. 17 i 18 dla porównania z analogicznymi rozkładami warstwy laminarnej przedstawionymi na rys. 14 i 15.



Rys. 17. Rozkład ciśnień statycznych w różnych odległościach od powierzchni ścianki i od przedniej krawędzi płytki przy warstwie powierzchnowej burzliwej i uderzeniu prostopadłym.



Rys. 18. Profile prędkości w warstwie powierzchniowej burzliwej przy uderzeniu prostopadłym

Tworzenie się przedniej odnogi fali λ obserwujemy również i przy warstwie powierzchniowej burzliwej, jednak tylko wtedy gdy stopień sprężenia uderzeniowego przekracza *1,8*. Skok ciśnień jest wtedy dostatecznie wielki aby pokonać energię kinetyczną subwarstwy i zmiana ciśnienia przenika do przodu, podobnie jak to widzieliśmy w przypadku warstwy laminarnej. Oczywiście amplituda i przesunięcie do przodu uderzenia ukośnego tworzącego pierwszą odnogę fali λ jest tym większe, im większy skok ciśnień notujemy w uderzeniu prostopadłym, bowiem wtedy wklęsły kąt utworzony przez zgrubienie warstwy powierzchniowej jak również i przeniknięcie do przodu zmian ciśnienia są większe.

Zarówno w przypadku warstwy laminarnej jak i burzliwej przenikanie ciśnienia do przodu prowadzi w konsekwencji do oderwań, powodujących znaczne powiększenie oporu przy jednoczesnym zmniejszeniu siły nośnej. Oczywiście w przypadku fali typu λ oderwanie następuje dużo wcześniej niż przy uderzeniu prostopadłym. Zmniejszanie więc oporów przez stosowanie profilów laminarnych mijałoby się z celem, gdyby nie właściwość tworzenia bardziej „płaskich" wykresów rozkładu ciśnień, niż to ma miejsce przy profilach normalnych. Do sprawy tej jeszcze powrócimy.

Gwałtowny wzrost ciśnienia w miejscu, w którym występuje uderzenie prostopadłe, powstający w warstwie powierzchniowej lokalny przepływ w kierunku przeciwnym do kierunku przepływu głównego oraz ustalenie się grubości warstwy powierzchniowej, tworzą w rezultacie, tuż poza falą uderzeniową, miejscowe wypukłe załamanie przepływu. Załamanie to powoduje bezpośrednio po uderzeniu prostopadłym ponowne przyśpieszenie przepływu do prędkości przekraczającej prędkość dźwięku. Dlatego też, bezpośrednio poza ciemną linią uderzenia prostopadłego widać na zdjęciach fotograficznych rozjaśnienie pochodzące właśnie od tego obszaru naddźwiękowego. Rozległość tego obszaru jest zresztą bardzo niewielka i kończy się on uderzeniem prostopadłym o znacznie mniejszej amplitudzie. Całe zjawisko pokazane schematycznie na rys. nr. 19, widać również dość dokładnie na rys. nr. 13.

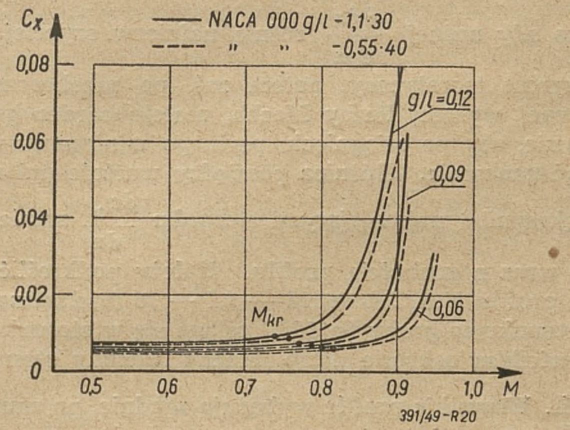


Rys. 19. Obszar naddźwiękowy poza uderzeniem prostopadłym.

5. ZMIANY WSPÓŁCZYNNIKÓW SIŁ AERODYNAMICZNYCH PROFILU W ZALEŻNOŚCI OD LICZBY MACHA.

5.1 Współczynnik oporu c_x.

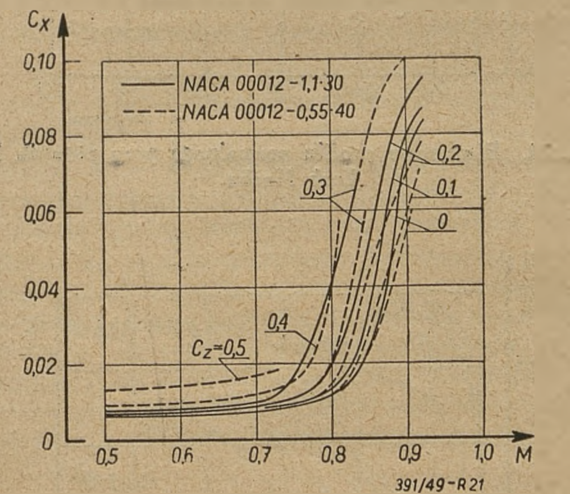
Poniżej krytycznej liczby Macha zmienia się współczynnik oporu w zależności od prędkości bardzo niewiele. Dopiero po przekroczeniu krytycznej liczby Macha zaczyna c_x gwałtownie rosnąć, osiągając wartości kilka, a nawet kilkanaście razy większe niż przy prędkościach małych. Przyczyną wzrostu oporu jest oczywiście tworzący się na profilu obszar naddźwiękowy. Wskazuje na to między innymi również i znacznie wcześniejszy wzrost współczynnika oporu profilów grubych, posiadających większe różnice ciśnień na powierzchni, a co za tym idzie również i większe prędkości wzbudzone.



Rys. 20. Zależność współczynników oporu c_x od liczby Macha *M* dla profilów o różnych grubościach. Liniami przerywanymi oznaczono profile laminarne.

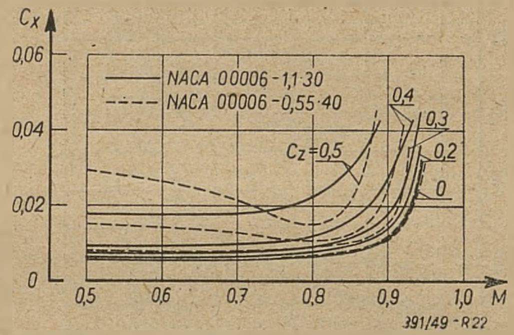
Na rys. nr. 20 widzimy wyraźny szybki wzrost współczynników oporu po przekroczeniu krytycznej liczby Macha i to tym wcześniejszy i silniejszy im profil jest grubszy. Dla porównania wykreślono również krzywe odnoszące się do profilów laminarnych wykazujące ich wyższość nad profilami normalnymi.

Na rys. nr. 21 przedstawiono krzywe wzrostu współczynników oporu w zależności od liczby Macha dla różnych współczynników siły nośnej. Zwiększenie różnic ciśnień potrzebne do uzyskania wyższego współczynnika c_z pociąga za sobą zwiększenie prędkości wzbudzonych i w końcowym efekcie powoduje wzrost c_x podobnie jak przy pogrubieniu profilu. Krzywe przerywane odnoszące się do profilu laminarnego wykazują i w tym przypadku jego wyższość.



Rys. 21. Zależność współczynnika oporu c_x od liczby Macha M dla różnych współczynników siły nośnej c_z. Liniami przerywanymi wykreślono krzywe odnoszące się do profilu laminarnego.

Dla porównania podano jeszcze na rys. nr. 22 krzywe wzrostu współczynnika oporu c_x w zależności od liczby Macha, przy różnych współczynnikach siły nośnej, dla profilów cienkich (*6%*). Wzrost współczynnika oporu jest tutaj znacznie mniejszy i zachodzi dopiero przy większych prędkościach. Dla profilu laminarnego obserwujemy najpierw spadek



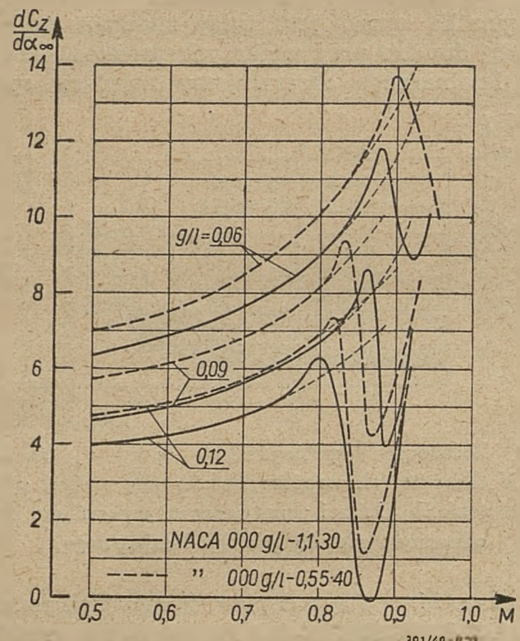
Rys. 22. Zależność współczynników oporu c_x od liczby Macha *M* dla różnych współczynników siły nośnej c_z przy profilach cienkich; liniami przerywanymi wykreślono krzywe odnoszące się do profilu laminarnego.

oporu, aż do $M = 0{,}8$, a dopiero potem jego ponowny wzrost. Ten korzystny kształt krzywych jest wynikiem zmniejszenia efektu oderwania, zachodzącego na nosku profilu, przez pojawiające się przy większych liczbach Macha w obszarze ponaddźwiękowym silne rozprężanie, którego rezultatem jest wysoki współczynnik siły nośnej c_z oraz niski współczynnik oporu c_x. Dla profilu *0006 — 0,55 — 40* największa doskonałość przy liczbie Macha $M = 0{,}8$ wynosi *36* co jest na warunki dużych prędkości, wynikiem bardzo dobrym.

Wyniku tego badania nie można rozciągać i na inne profile symetryczne o zbliżonej grubości. Doświadczenia wykonane w N. A. C. A. z profilem 6 procentowym o ostrej krawędzi natarcia wykazały pojawianie się oderwań strug już przy $c_z = 0{,}2$ pogarszając bardzo znacznie doskonałość. Krytyczna liczba Macha w tych warunkach jest również niższa niż dla profilów grubszych i o zaokrąglonej krawędzi natarcia, tak że profil omawiany okazał się najgorszym z serii.

5. 2. Współczynnik siły nośnej c_z.

Zmiany współczynnika c_z w zależności od liczby Macha wykazują dużą różnorodność i mogą stanowić źródło poważnych trudności przy określaniu aerodynamicznych własności płatowca. Przy rozważaniu tych zmian, nie będziemy chwilowo zajmować się c_{zmax}. W doświadczeniach krzywa $c_z = f(\alpha)$, poza zakresem proporcjonalnej zmienności, przy dużych (nadkrytycznych) liczbach Macha, nie rysuje się w formie wyraźnego maximum. Sam pomiar w tym zakresie na skutek nieuregulowanych oderwań strug, drgań konstrukcji, trzepotania, nadmiernych przyspieszeń normalnych do kierunku przepływu, nie daje w tych warunkach pewnego rezultatu. Zmiany c_{zmax} w zależności od kształtu profilu, ważne przy lądowaniu zachodzą całkowicie w zakresie stosunkowo niewielkich prędkości rzędu *150 ÷ 300 km/godz.*; usprawiedliwia to dodatkowo wyeliminowanie zakresu $c_{z\,max}$ z dalszych rozważań. Jako cechę charaktery-

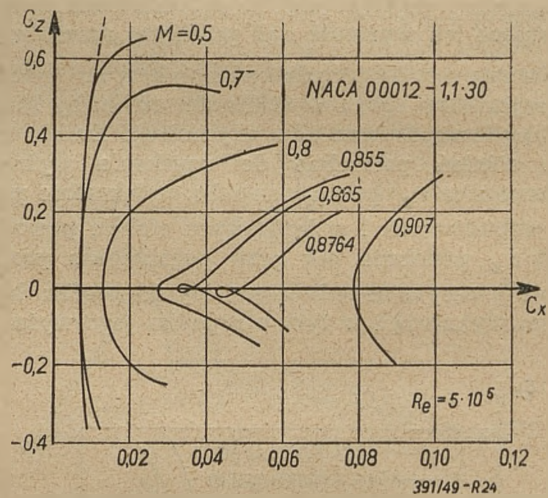


Rys. 23. Zależność $dc_z/d\alpha_\infty$ od liczby Macha dla profilów o różnej grubości. Krzywe przerywane odnoszą się do profilów laminarnych.

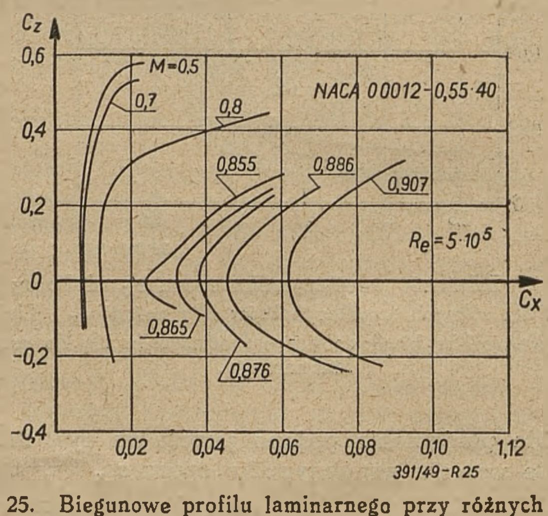
styczną profilu z uwagi na współczynnik siły nośnej będziemy traktować stosunek $\frac{dc_z}{d\alpha}$ przy $c_z = 0$. Zmienność tego stosunku w funkcji liczby Macha jest przedstawiona na rys. 23, przyczym liniami ciągłymi wykreślono krzywe odnoszące się do profilów nielaminarnych przerywanymi zaś do profilów laminarnych. Jednocześnie z krzywymi pomiarowymi pokazano dla każdego profilu krzywe teoretyczne (cienkie linie ciągłe oraz przerywane), które określają zmienność gradientu c_z tj. $\frac{dc_z}{d\alpha}$ określonego przybliżonym wzorem *Prandtla — Glauerta*. Jako wartość wyjściową przyjęto $\frac{dc_z}{d\alpha}$ dla $M = 0,5$. Na wykresach mamy naniesione krzywe $\frac{dc_z}{d\alpha_\infty}$ wg. wzoru *Prandtla—Glauerta:*

$$\frac{dc_z}{d\alpha_\infty} = \left(\frac{dc_z}{d\alpha_\infty}\right)_{M = 0,5} \cdot \frac{\sqrt{1 - 0,5^2}}{\sqrt{1 - M^2}}$$

Z krzywych tych widać, że aż do krytycznej liczby Macha M_{kr}, przy której przepływ osiąga w pewnych miejscach prędkość dźwięku wszystkie profile mają wzrost wartości $\frac{dc_z}{d\alpha}$ bardzo dobrze zgadzający się z przybliżoną teorią *Prandtla Glauerta.* Po przekroczeniu krytycznej liczby Macha pojawiają się obszary naddźwiękowe oraz sprężania uderzeniowe i założenia reguły *Prandtla—Glauerta* nie są w tym zakresie spełnione. Powoduje to oczywiście rozbieżność pomiędzy krzywymi pomiarowymi i teoretycznymi. Zmierzony doświadczalnie przyrost współczynnika siły nośnej $\frac{dc_z}{d\alpha}$ rośnie najpierw szybciej niż przyrost teoretyczny, potem zaś, po przekroczeniu pewnej wyższej liczby Macha, maleje bardzo gwałtownie, aby po osiągnięciu pewnego minimum wzrosnąć ponownie. Różnica pomiędzy wartościami największymi i najmniejszymi stosunku $\frac{dc_z}{d\alpha}$ zmniejsza się wraz z grubością profilu. Należy podkreślić, że dla profilu *N.A.C.A. 00012 — 1,1 — 30* (nielaminarny i stosunkowo gruby bo *12%*) osiąga się w stosunkowo niewielkim zakresie liczb Macha ujemny stosunek $\frac{dc_z}{d\alpha}$. Wszystkie profile wykazują zgodnie, po zmniejszeniu współczynnika siły nośnej powtórny wzrost, również gwałtowny, stosunku $\frac{dc_z}{d\alpha}$ przy jeszcze większych liczbach Macha. To polepszenie gradientu współczynnika siły nośnej zachodzące przy dużych liczbach Macha uwidacznia się bardzo wyraźnie na krzywych biegunowych oraz krzywych $\alpha_\infty = f(M)$ dla różnych

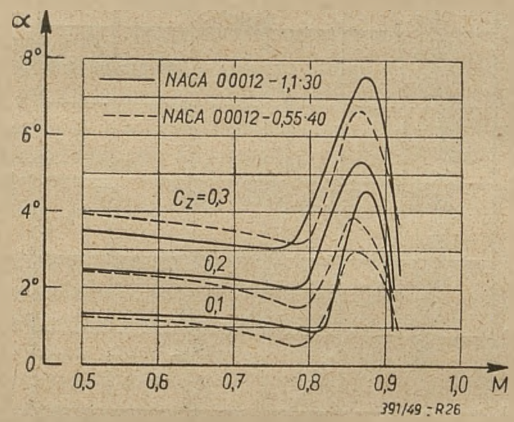


Rys. 24. Biegunowe profilu normalnego przy różnych liczbach Macha.



Rys. 25. Biegunowe profilu laminarnego przy różnych liczbach Macha.

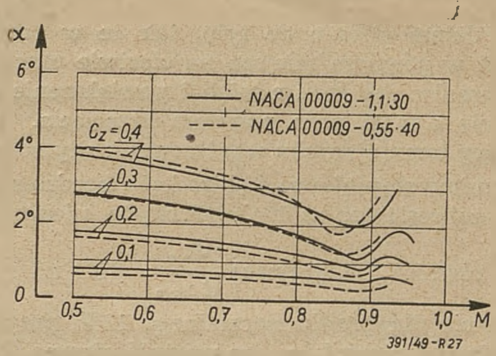
współczynników siły nośnej. Z krzywych tych widać, że gwałtowny spadek $\frac{dc_z}{d\alpha}$ dla większych współczynników c_z zachodzi już przy mniejszych liczbach Macha. Związane to jest z wcześniejszym przekroczeniem krytycznej liczby Macha ponieważ depresje na profilu potrzebne do uzyskania powyższego współczynnika siły nośnej c_z są większe, a co za tym idzie



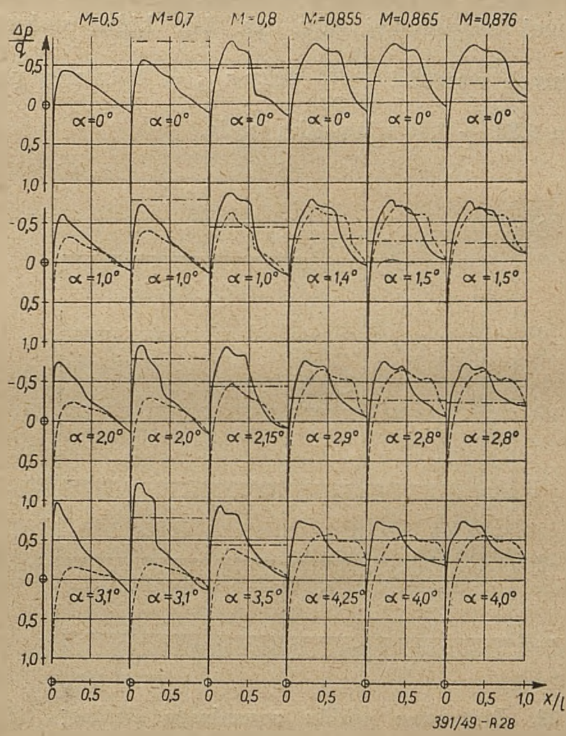
Rys. 26. Kąty natarcia potrzebne do uzyskania różnych współczynników siły nośnej w zależności od liczby Macha. Liniami przerywanymi wykreślono krzywe odnoszące się do profilu laminarnego. Obydwa profile 12%.

również i prędkości wzbudzone są większe. Dla tych samych powodów kąt natarcia potrzebny dla uzyskania pewnego współczynnika siły nośnej jest dla profilu laminarnego większy niż dla profilu normalnego. Wyjątek stanowią niektóre profile cienkie, przy których zachodzi zjawisko omawiane przy rozważaniu zmienności współczynników oporu, a mianowicie zmniejszenie oderwań na nosku z powodu tworzącego się silnego rozprężenia w obszarze naddźwiękowym[1]).

Aby objaśnić zmniejszanie się współczynnika siły nośnej c_z ze wzrostem liczby Macha, rozważmy rozkłady ciśnień $\triangle p/q = f(x/l)$ dla profilu *NACA 00012 — 1,1 — 40* przy różnych kątach natarcia i różnych prędkościach przepływu (rys. nr. 28). Krzywe $\triangle p/q = f(x/l)_M$ wskazują przy wszystkich liczbach Macha, że punkty szczytowe podciśnienia, wraz ze zwiększającym się kątem natarcia α przesuwają się na górnej stronie skrzydła do przodu, zaś na dolnej stronie — do tyłu. Dla tego samego kąta natarcia, otrzymuje się przy rosnącej liczbie Macha przesunięcie do tyłu miejsc o najwyższym podciśnieniu na górnej stronie skrzydła. Po osiągnięciu pewnej maksy-



Rys. 27. Kąty natarcia potrzebne do uzyskania różnych współczynników siły nośnej w zależności od liczby Macha. Liniami przerywanymi wykreślono krzywe odnoszące się do profilu laminarnego. Obydwa profile 6%.



Rys. 28. Rozkłady ciśnień dla profilu NACA 00012.1,1.40 w zależności od liczby Macha. Krzywe ciągłe — górna strona skrzydła, krzywe przerywane — dolna strona skrzydła. Linie —.—.—.—.— oznaczają granicę prędkości dźwięku.

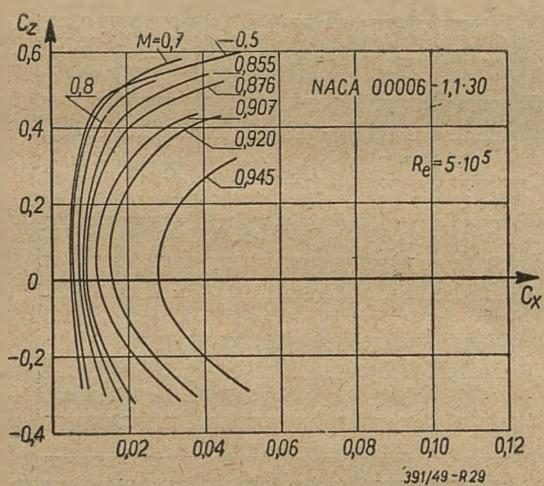
malnej wartości, stosunek $\triangle p/q$ z powrotem spada. Wartość $(\triangle p/q)_{max}$ i liczba Macha są tym większe w różnych miejscach profilu, im mniejsze przyrosty $\triangle p/q$ zachodzą przy prędkościach małych (w przypadku przepływu nieściśliwego). Tłumaczy się to zjawisko późniejszym osiągnięciem krytycznego stosunku ciśnień i zwiększaniem się w dalszym ciągu $\triangle p/q$, podczas gdy w innych miejscach stosunek $\triangle p/q$ zaczyna zmniejszać się. Przy rozpatrywaniu rozkładów ciśnień $\triangle p/q = f(x/l)$ przy liczbie Macha $M = 0,865$ zauważymy, że krytyczna liczba Macha została przekroczona i utworzyły się miejscowe obszary naddźwiękowe zakończone falami uderzeniowymi typu λ [2]). Rozkłady ciśnień i wyniki pomiarów całkowitych sił zgadzają się przy tym ze sobą bardzo dobrze. Przy coraz to większych kątach natarcia, przesuwa się fala uderzeniowa na górnej stronie skrzydła do przodu

---

[1]) Zjawisko polega na tym, że wobec silnie malejącego ciśnienia, obszaru naddźwiękowego, subwarstwa zużywa swoją energię kinetyczną tylko na pokonanie oporów tarcia, a nie na regenerację narastającego wzdłuż profilu ciśnienia. Malejące ciśnienie powoduje przyśpieszenie elementów gazu w warstwie powierzchniowej, a tym samym i przesunięcie punktu przejścia daleko do tyłu. Zmiany w kątach natarcia dla różnych współczynników c_z w funkcji liczb Macha są dla profilów cienkich znacznie mniejsze, co również należy tłumaczyć mniejszymi prędkościami wzbudzonymi.

[2]) Porównaj kształt krzywych w strefie naddźwiękowej z wykresami na rys. nr. 14.

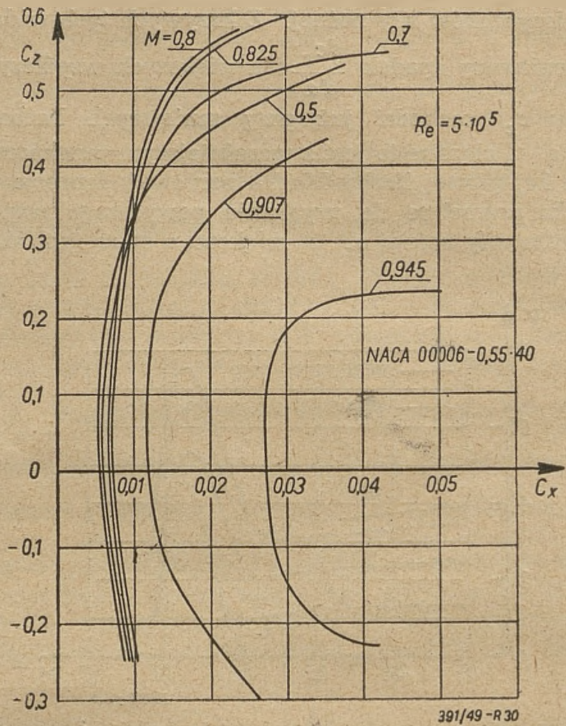
zaś na dolnej stronie do tyłu, tak że w rezultacie zachodzi w pewnym miejscu na cięciwie przecinanie się wykresów rozkładu ciśnień i powiększenie ujemnego pola ciśnień poza punktem przecięcia. Odpowiadający temu zjawisku współczynnik siły nośnej c_z jest, pomimo stosunkowo dużego kąta, bardzo niewielki, a w zakresie $\alpha_\infty = 0^0 \div 1{,}5^0$ często ujemny. Widać to również i z krzywej $\frac{dc_z}{d\alpha_\infty} = f(M)$ na rys. 23. Mianowicie dla profilu normalnego *12%*, przy $M = 0{,}865$ współczynnik c_z ma wartość ujemną. Z przebiegu krzywych $\alpha_\infty = f(M)$ na rys. 26 widać, że przy $M = 0{,}865$ trzeba dla uzyskania $c_z = 0{,}1$ ustawić normalny, *12%* profil pod kątem natarcia równym aż $\alpha_\infty = 4{,}3^0$. Wyniki te widać również wyraźnie i na krzywej biegunowej (rys. nr. 24), która wskutek ujemnych wartości $\frac{dc_z}{d\alpha_\infty}$ przy $\alpha_\infty = 0$ tworzy przy $M = 0{,}86 \div 0{,}88$ niewielką pętlę.



Rys. 29. Biegunowe profilu normalnego cienkiego (6%) przy różnych liczbach Macha.

Dla porównania i podkreślenia korzyści stosowania cienkich profilów laminarnych z powodu ich dużej doskonałości podajemy biegunowe cienkich profilów w zależności od liczby Macha (rys. nr. 29 i 30). Wyższość cienkiego profilu laminarnego jest bardzo wyraźna.

Przy powiększaniu liczby Macha przemieszcza się fala uderzeniowa na górnej stronie skrzydła w pobliże krawędzi spływu, tak że, przy powiększaniu kąta natarcia przecięcia rozkładów ciśnień stają się coraz mniejsze i ostatecznie znikają zupełnie. Powoduje to oczywiście i zmniejszenie się zaburzeń w przyrastaniu siły nośnej, co można sprawdzić na rys. 23 — 30. Obserwacje fotograficzne zjawisk potwierdzają w zupełności te wyniki, tak, że można przypuszczać, że przy dalszym zbliżaniu się do prędkości dźwięku współczynniki c_z i c_x profilu nie doznają już niekorzystnych zmian.



Rys. 30. Biegunowe profilu laminarnego cienkiego (6%) przy różnych liczbach Macha.

Zasadniczo dla wszystkich używanych profilów współczynnik c_z zmienia się podobnie, z tym zastrzeżeniem, że przy zwiększającej się grubości profilu, fale uderzeniowe przesuwają się, ogólnie biorąc, do tyłu. W związku z tym ujemne pola na wykresach rozkładów ciśnień rozciągają się na krótszym odcinku cięciwy i w rezultacie siła nośna maleje w mniejszym stopniu nie osiągając nigdy wartości ujemnych. Prowadzi to ostatecznie do wniosku, że w obszarze nadkrytycznych liczb Macha najgorszymi profilami są profile o grubości około *12%*, najlepszymi zaś — możliwie najcieńsze laminarne.

5.3 Współczynnik momentu c_m.

Aby zorientować się w przebiegu zmian współczynnika momentu c_m w zależności od liczby Macha rozważymy krzywe $\frac{dc_m}{dc_z} = f(M)$ przy $c_z = 0$ dla profilów o różnej grubości oraz krzywe $c_m = f(M)$ przy różnych współczynnikach siły nośnej c_z. Współczynnik c_m odnosimy do punktu położonego w odległości *0,25* długości cięciwy od krawędzi natarcia.

Wartość $\frac{dc_m}{dc_z}$ określa położenie osi aerodynamicznej obojętnej[1]) skrzydła w stosunku do osi odnie-

[1]) Oś aerodynamiczna obojętna czyli oś, dla której c_m skrzydła dla pewnego zakresu c_z lub kątów natarcia jest stały.

sienia momentu sił aerodynamicznych, przy czym dodatnie wartości $\frac{dc_m}{dc_z}$ oznaczają położenie osi aerodynamicznej obojętnej przed osią odniesienia, dając niestateczny przebieg momentów $c_m = f(c_z)$ i odwrotnie. Jeśli ustalimy położenie osi aerodynamicznej obojętnej dla liczby Macha $M = 0,5$ to przy zmniejszaniu grubości profilu oraz przesuwaniu do tyłu maksymalnej grubości staje się wartość $\frac{dc_m}{dc_z}$ coraz mniejsza i dla obydwu *6%* skrzydeł jest ona ujemna (rys. nr. 31). Przy powiększaniu się liczby Macha przesuwa się oś obojętna początkowo w kierunku krawędzi natarcia i to tym szybciej im profil jest grubszy. Po przekroczeniu krytycznej liczby Macha wartość $\frac{dc_m}{dc_z}$ dla profilów *9%* i *12%* początkowo zmniejsza się, później zaś, przy dalszym powiększeniu liczby Macha, rośnie bardzo gwałtownie. Przy profilach cienkich *6%* zjawisko to nie występuje wcale i oś aerodynamiczna przemieszcza się od razu do przodu, po przekroczeniu krytycznej liczby Macha. Maksymalne przesunięcie osi aerodynamicznej do przodu jest tym większe im grubszy jest profil przy czym po osiągnięciu tego skrajnego przedniego położenia oś aerodynamiczna przesuwa się gwałtownie do tyłu w miarę jak liczba Macha rośnie i to dla wszystkich badanych profilów.

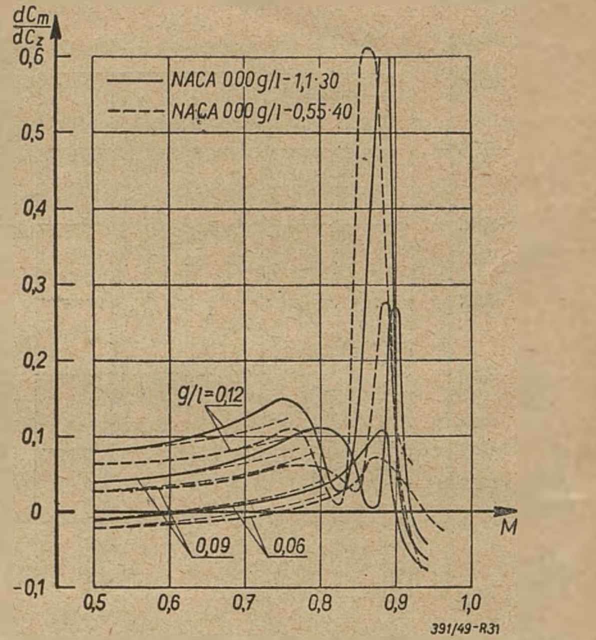
Przesuwanie się do przodu osi aerodynamicznej przy powiększaniu się liczby Macha można wyjaśnić w następujący sposób:

Profil w przepływie ściśliwym można traktować jako omywany prądem nieściśliwym z tą różnicą, że jego grubość i kąt natarcia są powiększone w stosunku $\frac{1}{\sqrt{1-M^2}}$ [2]). Kiedy wpływ ściśliwości nie występuje, przy powiększaniu grubości profilu obserwujemy wędrówkę osi aerodynamicznej do przodu. Wobec tego profile badane w przepływie ściśliwym, przy powiększającej się liczbie Macha, muszą mieć tę samą właściwość.

Obliczone w ten sposób krzywe teoretyczne odniesione do $M = 0,5$ oraz odpowiadający im rzeczywisty przebieg $\frac{dc_m}{dc_z} = f(g/l)_{M = 0,5}$ są wykreślone na rysunku nr. 31.

Dla profilów laminarnych o maksymalnej grubości położonej w odległości *40%* cięciwy od krawędzi natarcia, krzywe teoretyczne i pomiarowe zgadzają się dość dobrze, zaś profile normalne, o maksymalnej grubości w odległości *30%* cięciwy od krawędzi natarcia, wykazują ze wzrostem grubości profilu większe przesunięcie osi aerodynamicznej do przodu, niż by to wynikało z przybliżonej teorii *Prandtla-Glauerta*.

Gwałtowny wzrost $\frac{dc_m}{dc_z}$, po przekroczeniu krytycznej liczby Macha, jest również spowodowany

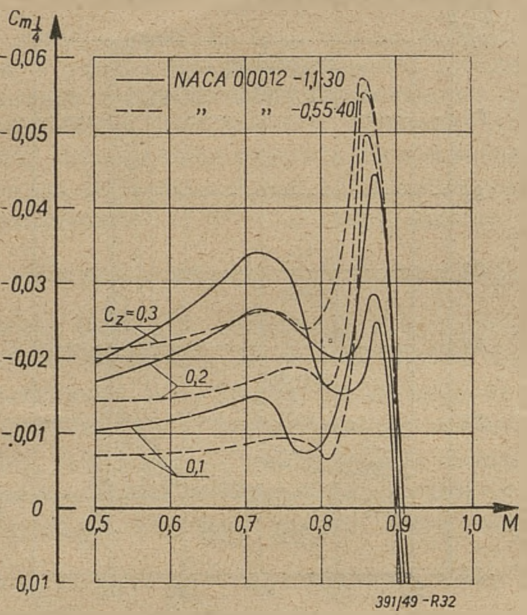


Rys. 31 Krzywe $\frac{dc_m}{dc_z} = f(M)$ $c_z = 0$ dla profilów o różnej grubości. Liniami ciągłymi oznaczono profile normalne, zaś przerywanymi — laminarne. Liniami cienkimi wykreślono przebieg teoretyczny krzywych wg reguły *Prandtla—Glauerta.*

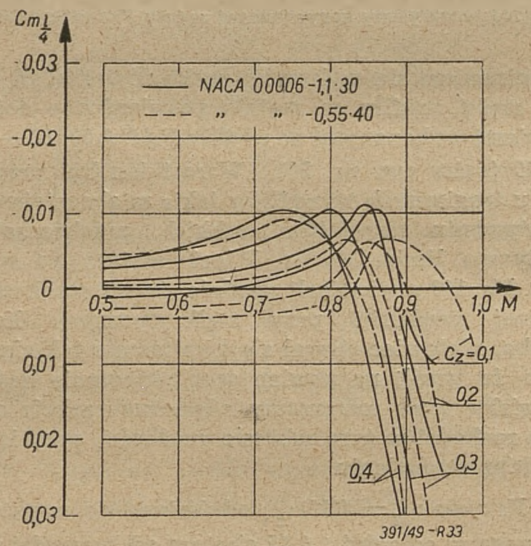
przecinaniem się wykresów rozkładów ciśnień w tylnej części profilu co zostało potwierdzone doświadczeniami wykonanymi na profilu *NACA 00012 — 1,1 — — 30* (patrz rys. nr. 28). Wzrost ten był przyczyną wielu tragicznych wypadków jakie miały miejsce przy oblatywaniu samolotów szybkich, przekraczających krytyczną liczbę Macha. Piloci latający na samolotach *Me 163* stwierdzali zgodnie, że po przekroczeniu pewnej prędkości przy nadkrytycznych liczbach Macha, płatowiec stawał się gwałtownie tak ciężki na ogon, że tracili na pewien czas panowanie nad nim. Zjawisku temu towarzyszy odwrotna reakcja sterów jaka zachodzi w tym zakresie prędkości, przy ich niewielkim wychyleniu.

Krzywe $c_m = f(M)c_z$, odniesione do punktu położonego w odległości *0,25* cięciwy od krawędzi natarcia przy zwiększającej się liczbie Macha, wykazują również dla wszystkich badanych profilów początkowo zmiany momentu w sensie ciążenia na ogon. Po przekroczeniu krytycznej liczby Macha, krzywe odnoszące się do profilu *9%* i *12%* odginają się w kierunku przeciwnym powodując pewne polepszenie stateczności. Przy dalszym powiększaniu liczby Macha obserwujemy znowu gwałtowną zmianę współczynnika momentu w sensie ciążenia na ogon (rys. nr. 32). Przy profilach cienkich *6%* nie otrzymuje się po przekroczeniu krytycznej liczby Macha zmiany stateczności, w sensie ciążenia na głowę i krzywe zaginają się w dalszym ciągu od razu w tym samym kierunku (ciążenia na ogon). W okolicy liczby Macha $M = 0,9$ następuje radykalny, ostry zwrot w zmianie współczynnika momentu dla wszystkich badanych momentów w sensie ciążenia na głowę czyli polepszenia stateczności. Przebieg krzywych pozwala przypuszczać, że przy dalszym zbliżaniu się do prędkości dźwięku,

[2]) Wg. reguły *Prandtla — Glauerta.*



Rys. 32. Krzywe $c_m\ l/4 = f\ (M)$ przy różnych współczynnikach siły nośnej c_z dla profilów o grubości *12%*. Krzywe przerywane odnoszą się do profilu laminarnego.



Rys. 33. Krzywe $c_m\ l/4 = f\ (M)$ przy różnych współczynnikach siły nośnej c_z dla profilów o grubości *6%*. Krzywe przerywane odnoszą się do profilu laminarnego.

współczynnik c_m nie dozna żadnych szkodliwych zmian podobnie jak i współczynnik c_z.

Zmniejszenie kąta odchylenia strug poza skrzydłem powoduje również pogorszenie się współczynnika stateczności, bowiem usterzenie pracuje wtedy niejako pod większym kątem natarcia. Jest to związane z charakterem przepływu naddźwiękowego, przy którym, nawet przy skończonym wydłużeniu, strugi spływające ze skrzydła biegną dalej równolegle do przepływu niezakłóconego [16].

Wnioskujemy stąd, że tylko obszar poddźwiękowy ma wpływ na kąt odgięcia strug. Wobec tego kąt ten musi być mniejszy niż przy podkrytycznych liczbach Macha, dla których obszar poddźwiękowy rozciąga się na całym obwodzie profilu.

Wszystkie rozważane krzywe wskazują na wyraźną wyższość profilów cienkich z przesuniętą do tyłu największą grubością.

6. ZMIANY REAKCJI STERÓW.

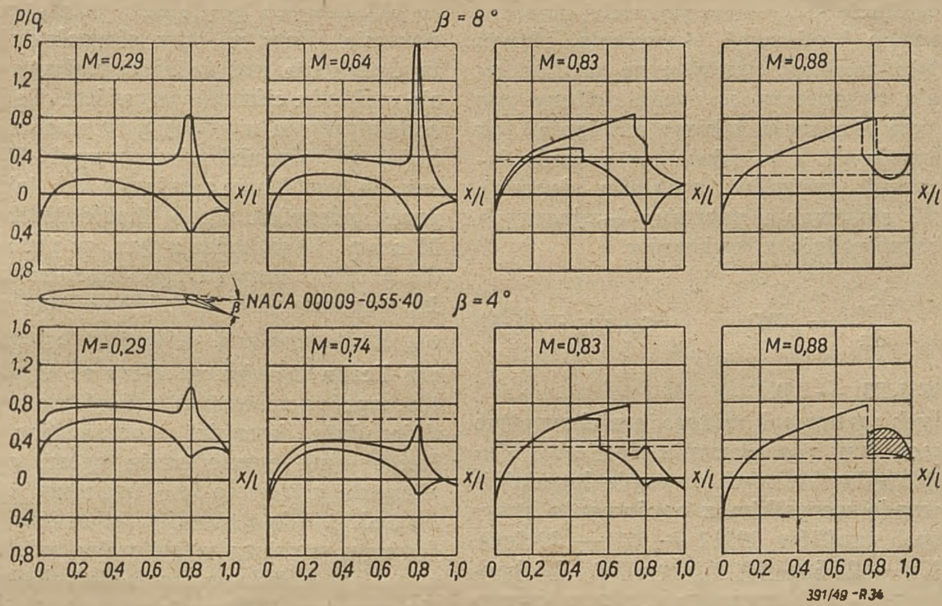
Jedną z najważniejszych przyczyn, utrudniających opanowanie zakresu nadkrytycznych liczb Macha są duże niespodzianki jakich można oczekiwać w pewnych zakresach prędkości w sterowności samolotów. Stwierdzono bowiem, że zbliżanie się do pewnych liczb Macha (w okolicy *M = 0,9*), oprócz znanego już nam z wykresów $\frac{dc_m}{dc_z} = f(M)$ oraz $c_{m\ 0,25} = f(M)_{c_z}$ znacznego pogorszenia stateczności, spowodowanego przesunięciem osi aerodynamicznej skrzydła daleko do przodu, pociąga za sobą także bardzo poważne zakłócenia w skuteczności działania sterów.

Po przekroczeniu krytycznej liczby Macha ster pracuje w cieniu aerodynamicznym strug oderwanych na skutek oddziaływania fal uderzeniowych na warstwę powierzchniową. Odnosi się to zarówno do lotek jak i do usterzenia poziomego i powoduje znaczne zmniejszenie skuteczności działania sterów, podobnie jak się to dzieje przy małych prędkościach, na dużych kątach natarcia, na których zachodzi oderwanie. Jednak dużo nieprzyjemniejsze są zmiany działania sterów wynikające z przechodzenia przepływu naddźwiękowego w poddźwiękowy.

Systematyczne badania zmian ciśnienia zachodzących przy wyższych liczbach Macha przyniosły wyniki bardzo ciekawe, umożliwiające uprzedzenie pilota o niespodziankach jakich może oczekiwać w locie.

Okazało się, że w pewnym zakresie liczb Macha, nawet przy zerowym kącie natarcia profilu (ściśle mówiąc przy $c_z = 0$), przy niewielkim wychyleniu powierzchni sterujących reakcja steru może być odwrotna. Pomiary rozkładu ciśnień na skrzydle z lotką o szerokości równej *20%* cięciwy przy różnych liczbach Macha i różnych kątach wychylenia steru zostały wykonane przez *B. Götherta* [10]. Z wykresów przedstawionych na rysunku nr. 34 widać, że przy wychyleniu lotki o 4^0 ku dołowi ciśnienie na dolnej stronie steru, przy liczbie Macha *M = 0,88* jest mniejsze, niż na górnej, a więc reakcja steru jest odwrotna.

Przy wychyleniu lotki o 8^0, przy tej samej liczbie Macha, ciśnienie na dolnej powierzchni jest znowu większe niż górnej i wobec tego reakcja steru jest normalna. Wynika stąd wniosek, że neutralne położenie lotki jest położeniem niestatecznym i stery mają tendencję do wychylenia się ku górze lub ku dołowi aż do położenia statecznego, które w omawianym przypadku jest zawarte pomiędzy 4^0 i 8^0 wychylenia. Zjawisko to pociąga za sobą konieczność stosowania przez pilota dużych wychyleń sterów oraz nie zwracania uwagi na początkową, odwrotną ich reakcję. Ponieważ zmiana kierunku reakcji zachodzi przy stosunkowo niewielkiej zmianie liczby Macha (od *M = 0,86*

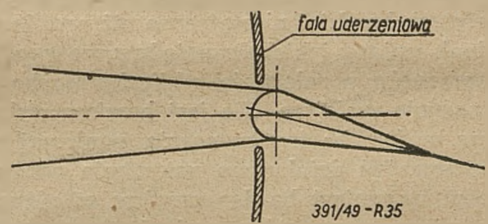


Rys. 34. Rozkłady ciśnień na skrzydle prostokątnym z lotką o głębokości 0,2 cięciwy profilu przy różnych liczbach Macha, oraz wychyleniach $\beta = 4^0$ oraz $\beta = 8^0$. Kąt natarcia skrzydła $\alpha = 0^0$

do $M = 0{,}88$), stosowanie dużych wychyleń steru może być niebezpieczne ze względu na duże prędkości i związane z tym znaczne przyrosty sił aerodynamicznych. Zmiany sterowności są specjalnie przykre, ponieważ są różnokierunkowe, dezorientując w wysokim stopniu pilota.

Wyjaśnienie tego zjawiska jest dość trudne. Prawdopodobnie zachodzi tu działanie podobne jak i w przepływie poddźwiękowym przez dyfuzor, bowiem zmiany o których mowa, pojawiają się tylko przy pewnym położeniu fal uderzeniowych. Z wykresu rozkładu ciśnień wskazującego na odwrotną reakcję wychylonego steru, widać że fale uderzeniowe pojawiają się na górnej i dolnej stronie profilu w tej samej odległości od krawędzi natarcia, nieco przed osią obrotu lotki (rys. nr 35). Wychylona ku dołowi lotka zwęża niejako przekrój na dolnej stronie skrzydła powodując przyśpieszenie przepływu, a więc i zmniejszenie ciśnienia statycznego. Równocześnie na górnej stronie rozszerzanie się przekroju powoduje zmniejszenie prędkości przepływu, a więc i zwiększenie ciśnienia statycznego. Otrzymujemy w rezultacie odwrotną reakcję steru. Zjawisko nasila się w miarę zbliżania do prędkości dźwięku ponieważ wtedy niewielkie zmiany przekroju przelotowego powodują znaczne zmiany w ciśnieniu i prędkości przepływu. Przy większym kącie wychylenia, z powodu miejscowego zahamowania przepływu naskutek zwiększenia oporów, prędkość na dolnej stronie lotki jest mniejsza niż na górnej i reakcja steru jest normalna chociaż jego skuteczność jest mniejsza. Fala uderzeniowa na dolnej stronie profilu przesuwa się wtedy do przodu zaś na górnej stronie — do tyłu, co widać również wyraźnie na wykresach przedstawionych na rys. nr. 34.

Tę chorobę odwrotnej reakcji przy niewielkich wychyleniach steru obserwujemy przy wszystkich profilach, z tymi tylko różnicami, że wobec zależności zjawiska od rozkładu ciśnień, profile laminarne i cienkie przechodzą ją przy większych liczbach Macha i w mniejszym nasileniu niż profile normalne i grube. Jedynym zabezpieczeniem w takich warunkach lotu jest posiadanie znacznego zapasu sterowności, niewy-



Rys. 35. Położenie fal uderzeniowych przy odwrotnej reakcji sterów.

korzystywanego przy innych prędkościach. Pociąga to za sobą z kolei konieczność ograniczania ruchów sterami, ze względu na ich zbyt wielką czułość, zarówno przy mniejszych jak i przy większych liczbach Macha. Z nadmierną czułością sterów wiąże się nadto wspomniane wyżej niebezpieczeństwo pojawienia się zbyt dużych sił aerodynamicznych normalnych do toru lotu. Zagadnienie sterowności w zakresie prędkości lotu bliskiej prędkości dźwięku nastręcza wiele trudności i wymaga szczególnie wnikliwego i starannego rozwiązania.

7. SPOSOBY ZMNIEJSZANIA UJEMNYCH SKUTKÓW ŚCIŚLIWOŚCI.

7.1 Profile laminarne.

Pierwszym, użytym w technice, sposobem prowadzącym do polepszenia własności aerodynamicznych samolotu przy wielkich prędkościach było zastosowanie profilów laminarnych. Profile te odznaczają się dużym wypełnieniem wykresów rozkładu ciśnień bez ostro zarysowanych szczytów. Te właśnie ostro zarysowane szczyty podciśnienia powodują wcześniejsze przyśpieszanie przepływu do prędkości naddźwię-

kowych, co w rezultacie końcowym prowadzi do sprężania uderzeniowego i oderwań strumienia. Nawet w przypadku, gdy prędkość dźwięku na profilu laminarnym została przekroczona, nigdy zmiany zachodzące przy tym nie mają takiego nasilenia, jak przy profilu normalnym, a to właśnie z powodu łagodnego, bez ostrych szczytów, rozkładu depresji. Wyraźna korzyść stosowania profilów laminarnych jest widoczna bezpośrednio z wykresów

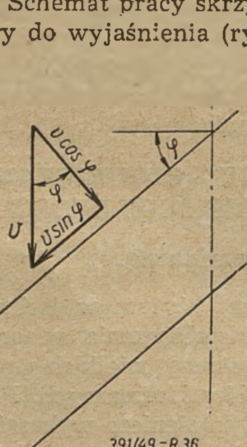
$$c_x = f(M) \qquad \frac{dc_z}{d\alpha} = f(M) \qquad c_{m\,0,25} = f(M)$$

(rys. nr 20 ÷ 27 i 29 ÷ 33).

Na wszystkich tych wykresach widać, że niekorzystne zmiany zachodzące przy powiększaniu się liczby Macha, są dla profilów laminarnych znacznie łagodniejsze. Widać to przede wszystkim z porównania krzywych biegunowych profilów *00012 — 1,1 — 30* (rys. nr. 24) oraz *00012 — 0,55 — 40* (rys. nr. 25). Niebezpieczne pętle krzywych biegunowych spowodowane u profilu *00012 — 1,1 — 40* ujemnym przyrostem $\frac{dc_z}{d\alpha}$ znikają zupełnie dla profilu laminarnego *00012—0,55 — 40*, oszczędzając konstruktorowi, a bardziej jeszcze pilotowi szybkiego samolotu, przykrych niespodzianek. Wprawdzie profile laminarne, posiadają większą wędrówkę środka parcia i są przy normalnych prędkościach bardziej niestateczne niż profile normalne, jednak zmiany jakich doznaja krzywe współczynników momentów w zależności od liczby Macha, są przy nich znacznie mniejsze. Nie jest bowiem niebezpieczna sama wędrówka środka parcia, ponieważ możemy ją zrównoważyć działaniem usterzenia odpowiedniej wielkości, natomiast bardzo przykre są różnokierunkowe zmiany momentów, zachodzące przy różnych liczbach Macha, dezorientujące w wysokim stopniu pilota.

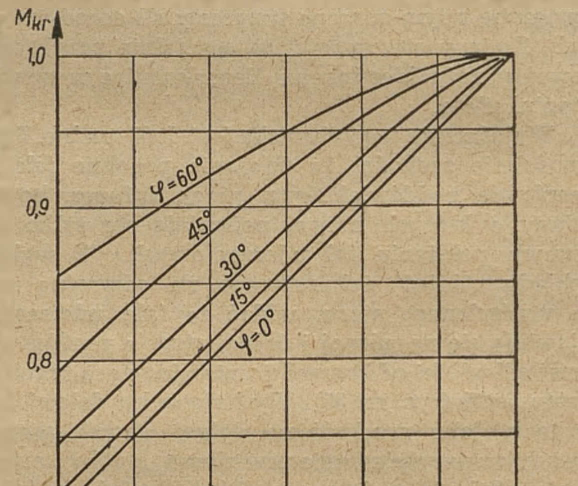
7.2 Skrzydło w strzałę.

Innym sposobem opóźnienia wpływu ściśliwości jest zastosowanie skrzydła o krawędzi natarcia cofniętej do tyłu, lub wysuniętej do przodu czyli tzw. skrzydła w strzałę. Schemat pracy skrzydła ułożonego w strzałę jest łatwy do wyjaśnienia (rysunek nr. 36);



Rys. 36. Rozkład prędkości przy skrzydle o wydłużeniu $\lambda = \infty$ ustawionym ukośnie do kierunku wiatru.

ze składowych prędkości: prostopadłej do krawędzi natarcia $V\cos\varphi$, oraz równoległej do niej $V\sin\varphi$, ta druga nie ma żadnego wpływu na kształtowanie się rozkładu ciśnień, oczywiście nie biorąc pod uwagę oddziaływania warstwy powierzchniowej, oraz abstrahując od warunków brzegowych. Wynika stąd wniosek, że profil zachowuje się tak jakby był opływany przez strumień nie o liczbie Macha M a o liczbie $M\cos\varphi$. W związku z tym, w porównaniu do skrzydła prostego omywanego strumieniem o liczbie Macha M, współczynniki aerodynamiczne c_x i c_z zmienią się dla skrzydła w strzałę na $c_x \cos^3\varphi$ oraz $c_z \cos^2\varphi$ zaś liczba Macha na $M\cos\varphi$. Widać więc, że układ ten, oprócz znacznego opóźnienia wpływu ściśliwości daje duże korzyści zmniejszając opór profilowy. Rzeczywiste zmniejszenie oporu całkowitego oporu skrzydła jest około *50%* mniejsze, ponieważ do wzoru na opór tarcia stanowiącego znaczną część oporu profilowego musimy wziąć pełną wielkość prędkości V, a nie jej składową normalną do krawędzi natarcia. Na rys. nr. 37 przedstawiono wykreślnie zależność liczby Macha M_{kr} od kąta strzały φ dla wydłużenia $\lambda = \infty$. Widzimy wyraźnie, że wpływ strzały jest bardzo korzystny.

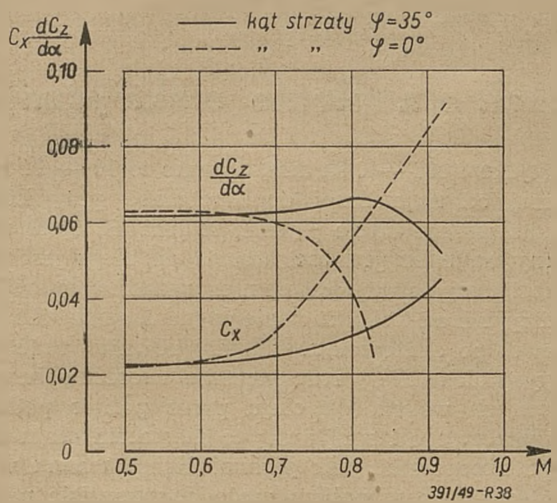


Rys. 37. Zależność krytycznej liczby Macha M_{kr} od kąta strzały dla skrzydła o wydłużeniu $\lambda = \infty$.

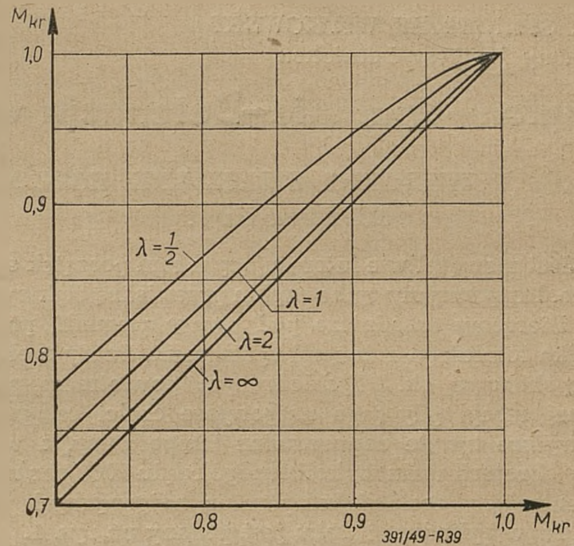
Badania przeprowadzone w Niemczech [1]) podczas wojny wykazały przy dużych liczbach Macha znaczną wyższość skrzydła w strzałę w porównaniu ze skrzydłem prostym.

Na wykresach rysunku nr. 38 widać wyraźnie, że skrzydło w strzałę zachowuje normalny przyrost c_z na jednostkę kąta natarcia do znacznie wyższych liczb Macha, niż skrzydło proste. Podobnie i współczynnik oporu jest przy skrzydle w strzałę przy dużych liczbach Macha znacznie niższy, niż przy skrzydle pros-

[1]) Bliższe szczegóły znajdą czytelnicy w sprawozdaniu Lilienthal Gesselschaft Nr 156. B. Göthert Hochgeschwindigkeitsmessungen an einem Pfeilflügel.



Rys. 38. Porównanie wyników badań skrzydła prostego ze skrzydłem o kącie strzały $\varphi = 35^0$. Wartości dla c_x należy pomnożyć przez *0,4*.



Rys. 39. Zależność krytycznej liczby Macha M_{kr} od wydłużenia skrzydła.

tym. Pomiary te pozwoliły na ustalenie, że przy skrzydle o kącie strzały $\varphi = 35^0$ można uzyskać liczbę Macha o *0,08* wyższą niż przy skrzydle prostym.

7.3. Zmniejszanie wydłużenia

Trzecim sposobem opóźnienia wpływu ściśliwości jest stosowanie małych wydłużeń. Z badań doświadczalnych wiadomo, że skrzydła o niewielkim wydłużeniu posiadają znacznie lepsze własności aerodynamiczne, niż by to wynikało z przeliczenia znanym wzorem *Prandtla*.

Przy przepływie naddźwiękowym to polepszenie własności aerodynamicznych jest dużo większe, szczególnie dla skrzydeł o bardzo niewielkim wydłużeniu ($\lambda = 0,5 \div 1$). Skrzydło takie można w bardzo grubym przybliżeniu porównać do ciała obrotowego, na którym nie zachodzą tak gwałtowne skoki ciśnienia jak to obserwujemy u ciał płaskich ([16] str. 12 — 13 i rys. 16, 17), poza tym zaś opór falowy takiego ciała jest znacznie mniejszy [16].

Związane z tym podwyższenie krytycznej liczby Macha jest przedstawione na rysunku nr. 39 dla prostych krawędzi natarcia.

7.4 Odsysanie warstwy powierzchniowej.

Czwartym sposobem zapobiegania niekorzystnym zmianom spowodowanym ściśliwością powietrza jest odsysanie warstwy powierzchniowej w miejscu gdzie grozi ona oderwaniem, pociągając za sobą przykre zmiany momentów oraz zwiększenie oporów i zmniejszenie siły nośnej. Sposób ten wymaga jednak przeprowadzenia całego szeregu prób i chwilowo nie jest stosowany. Doświadczenia wykonane przy znacznie mniejszych prędkościach niż odpowiadające nadkrytycznym liczbom Macha wykazały dużą poprawę własności aerodynamicznych profilów przy zastosowaniu odsysania warstwy.

Wobec tego, że została już osiągnięta granica, przy której skrzydło proste jeszcze się opłaca, najbliższa przyszłość powinna przynieść nam samoloty szybkościowe o skrzydłach w strzałę i o małym wydłużeniu, zaopatrzone w profile laminarne.

Szereg prototypów o układzie skrzydeł w strzałę oraz typu △ budowanych za granicą pozwoli na wykonanie dokładniejszych badań i umożliwi dalsze zbliżenie się do prędkości dźwięku.

LITERATURA

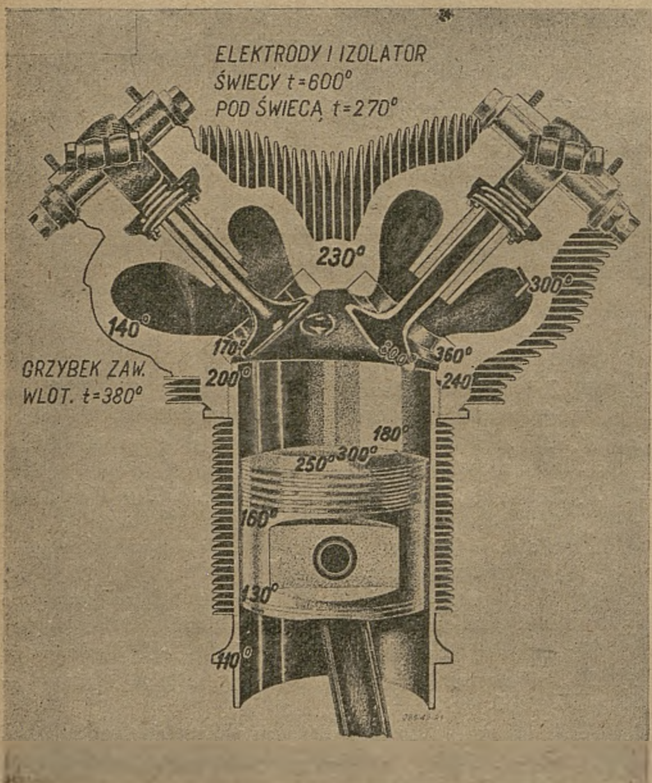
1. *B. Zeldowicz.* Teoria udarnych wołn i wwiedienie w gazodinamiku. Moskwa, Leningrad 1946.
2. *W. L. Aleksandrow.* Techniczeskaja gidromechanika. Moskwa, Leningrad 1948.
3. *N. E. Koczin., I. A. Kibel i M. W. Rose.* Teoreticzeskaja gidromechanika. Moskwa, Lennigrad 1948.
4. *Ph. Poisson Quinton.* Sur l'interaction couche limite — onde de choc. Paris 1947.
5. *H. F. Liepmann and A. E. Puckett.* Introduction to Aerodynamics of a compressible fluid. 1948.
6. *G. Ackeret.* Handbuch der Physik. t. VII. Berlin 1927.
7. *F. Feldmann.* Effets de la compressibilité. Interavia-IV 1946.
8. *F. Feldmann.* Untersuchung von symmetrischen Tragflügelprofilen bei hohen Unterschallgeschwindigkeiten in einem geschlossenen Windkanal. Zurich 1948.
9. *R. Sauer.* Theoretische Einführung in die Gasdynamik. Berlin 1944.
10. *B. Göthert.* Ruderw rkungen bei hohen Unterschallgeschwindigkeiten. 1942. Lilienthal Geselsch. Nr 156.
11. *J. Ackeret, F. Feldmann u. M. Rott.* Untersuchungen an Verdichtungsstössen und Grenzschichten in schnell bewegten Gasen. Zurich 1946.
12. *R. Smelt.* A Critical Review of German Research on High Speed Airflow J. of R.A.S. XII, 1946.
13. *Th. Meyer.* Über zweidimensionale Eewegungsvorgänge in einem Gas, das mit Ueberschallgeschwindigkeit strömt. Ing.-Wes. Heft 62. Berlin 1908.
14. *H. Görtler.* Zum Übergang von Unterschall zu Überschallgeschwindigkeiten in Düsen. Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik 1939. Heft 6.
15. *B. Chaix.* Le rendement de la compression par ondes de choc stationnaires dans un gaz animé d'une vitesse supersonique. Schweizer Archiv 1948. Heft 2 u. 6.
16. *J. Staszek.* Ogólne rozważania o przepływie z wielką prędkością. Technika Lotnicza. Marzec 1949 r.

Inż. STANISŁAW WITKOWSKI
Główny Instytut Lotnictwa

Zapłon—Spalanie—Detonacja w silnikach o zapłonie elektrycznym

OGÓLNE WARUNKI FIZYKALNE ZAPŁONU MIESZANKI [1]).

Jest niewątpliwie interesującym sam początek spalania. Rozpatrzymy tylko zapłon przez iskrę elektryczną. Bierzemy zasadniczo pod uwagę warunki pracy silnika lotniczego z dużymi cylindrami, każdy o objętości skokowej ok. 3 l, chłodzonymi powietrzem, przy pełnej mocy, gdy jego najgorętsze części osiągnęły najwyższe trwałe dopuszczalne temperatury, a więc przy obrotach wału wykorbionego rzędu 2000 obr/min. Orientacyjny rozkład temperatur najgorętszych obszarów w cylindrze i tłoku jest podany na rys. 1.



Rys. 1. Cylinder silnika 14 cyl. „Wright Cyclone". Tuleja cylindra stalowa, głowica i tłok — z lekkich stopów. Temperatury — naniesione przez autora, dopuszczalne jedynie przy stosowaniu oleju o temp. zapłonu od płomienia co najmniej 270°C. Temperatury są wpisane w miejscach, w których występują.

Należy dodać, że zapłon ma miejsce od dwóch świec, iskrzących zazwyczaj równocześnie. Nie jest jednak bezwzględną koniecznością równoczesne iskrzenie obu świec. Są silniki, zwłaszcza chłodzone cieczą, w których np. świeca, umieszczona bliżej zaworu wlotowego zaczyna iskrzyć o 2° — 5° kąta obrotu wału wykorbionego wcześniej, niż świeca bliższa zaworu wylotowego. Tłok sunie po gorącej gładzi cylindra, zwilżonej świeżą warstewką oleju o grubości tylko 0,015 — 0,02 mm, a mimo to 10 — 14 razy grubszej od najcieńszej dopuszczalnej, przy której zachodzi jeszcze tarcie płynne, to jest ok. 0,002 mm. Pozorny nadmiar grubości warstewki oleju jest jednak korzystny ze względu na nierówności powierzchni gładzi cylindra i tłoka, zawarte w granicach 0,0025 mm — nawet po szlifowaniu. Należy również brać pod uwagę spłukiwanie i rozcieńczanie wierzchnich, molekularnych warstewek oleju przez paliwo podczas suwu wlotowego i sprężania; te cząsteczki oleju ulegają potem spaleniu jako paliwo. Rozcieńczanie warstewki oleju przez paliwo może doprowadzić nawet do obnażenia gładzi cylindrowej z oleju — podczas kilkakrotnych nieudanych prób rozruchu; jest więc bardzo groźne.

Temperatury gniazd zaworów są znacznie niższe od temp. grzybków i wynoszą tylko ok. 0,45 temperatur swych grzybków; wynika to z wykresu Williamsa dla gniazd zaworów wylotowych, a potwierdza się pośrednio i dla gniazd wlotowych. Temperatury podane na rys. 1, można chwilowo przekraczać nawet o 10%, lecz tylko pod warunkiem stosowania oleju i materiałów najwyższej jakości [2]). Dla silnika chłodzonego 97% glikolem [3]) muszą być odnośne maksymalne temperatury ok. 30° C niższe, a dla chłodzonych wodą — ok. 100° C niższe od podanych na rys. 1. Zapłon ma miejsce w chwili, gdy tłok jeszcze spręża mieszankę i ma do przebycia drogę kilkunastu mm w stronę swego zwrotu. Malejąca prędkość tłoka wynosi wówczas ok. 8 — 6 m/sek.

Ciśnienie mieszanki, przy którym zaczyna się iskrzenie na elektrodach świecy, wynosi podczas pracy silnika 7 — 9 ata, a temp. mieszanki 350° — 450° C. Od zapłonu do otwarcia zaworu wylotowego obraca się wał ok. 160° w czasie ok. 1/75 sek.

NIEKTÓRE WARUNKI FIZYKALNE ISKRZENIA ŚWIECY.

Prąd elektryczny jest to przepływ swobodnych elektronów pod wpływem różnicy potencjałów; podobnie iskra elektryczna, a więc i łuk elektryczny. Wyładowania na elektrodach świecy mają charakter oscylacji o wysokiej częstotliwości, przy natężeniu prądu w obwodzie pierwotnym co najmniej 1,45 A, a przy większych obrotach silnika 3 — 4 A; przerwy tego prądu indukują w obwodzie wtórnym napięcie ok. 8000 V.

---

[1]) Szereg następnych objaśnień uzupełniających w odnośnikach ma na celu ułatwienie prześledzenia omawianych zagadnień Kolegom Technikom.

[2]) Jednym z ważnych kryteriów jakości oleju jest jego temperatura zapłonu od płomienia, wynosząca dla b. dobrych olejów 270° — 290° C.

[3]) Wzór etyl-glikolu: $C_2H_2(OH)_2$; dodajemy ok. 3% środka przeciwkorozyjnego.

Zwrócona ku wnętrzu głowicy część oprawki świecy wraz z elektrodami nie powinna mieć zbyt dużej pojemności cieplnej, dla umożliwienia niezwłocznego rozładowania chwilowych nadmiernych swych nagrzań, czyli powinna być też niezbyt duża. Celem zapobieżenia jednak zwarciom w obwodzie wysokiego napięcia, wywołanym przez cząsteczki przewodzące prąd (np. sadze), osadzające się na wilgotnej warstwie świeżego oleju, narzucanego podczas pracy silnika na powierzchnię owych różnych elementów świecy — temperatura ich powinna być w czasie pracy stale wyższą od 450° C; wówczas ma miejsce t. zw. samooczyszczanie świecy przez natychmiastowe odparowywanie większości a w ostateczności spiekanie resztek wspomnianej warstewki oleju. Cząsteczki spieczone nie trzymają się bowiem naogół tak silnie powierzchni, jak świeży olej i zostają natychmiast usunięte przez burzliwy ruch gazów.

Z powyższych względów temperatura izolatora i elektrod świecy w czasie pracy silnika, zarówno chłodzonego powietrzem jek i cieczą, musi wynosić co najmniej 500° C.

Aby była zapewniona taka temperatura owych części świecy już przy małych obciążeniach, świeca musi mieć odpowiednią budowę, zależną jednak także od wielkości i zmienności w czasie — temperatur działających na tę część świecy przy dużych obciążeniach; wielkości tych temperatur są inne dla cylindrów silników chłodzonych powietrzem, a inne dla chłodzonych wodą; silniki chłodzone mieszaniną glikolową zajmują tu miejsce pośrednie. Pomiędzy różnymi typami silników jednego rodzaju chłodzenia zaznaczają się ponadto wyraźne różnice wspomnianego zakresu temperatur. Dlatego produkuje się świece o różnej pojemności cieplnej i dobiera się typ świecy indywidualnie do typu silnika. Istnieje tu pewne kryterium porównawcze, tzw. wartość cieplna świecy. Wspomniane temperatury ulegają niewątpliwie wahaniom o wyraźnej amplitudzie, przy częstotliwości wynikającej z ilości cyklów na sekundę. Przy 3—5 elektrodowych świecach mamy pewien rozrzut miejsca zapłonu mieszanki, zależnie od chwilowych warunków fizykalnych pomiędzy elektrodą środkową, a pozostałymi.

Najkorzystniejszy odstęp elektrod wynosi 0,5 — 0,6 mm. Emisja elektronów rośnie z powierzchnią i temperaturą elektrod, dzięki czemu przy rozgrzanym silniku wystarcza do iskrzenia napięcie 8000 V, gdy przy zimnych elektrodach potrzebne jest napięcie 13.000 — 15.000 V. Z powyższych uwag wynika, że nadmierne smarowanie silnika, powodujące zarzucanie świec olejem — przeszkadza iskrzeniu świec oraz wywołuje zbyt prędkie narastanie szkodliwej warstewki spieczonego oleju na ściankach głowicy i denka tłoka.

Przepływające wolne elektrony iskry elektrycznej wytrącają niejako — przez odpychanie — elektrony ze skrajnych orbit atomów napotykanych cząsteczek (molekuł) mieszanki, jonizując je w ten sposób pojedyńczo, dwu — a nawet parokrotnie [1]).

Zapewne zachodzą również podobne zjawiska wtórne. Siły spójniowe międzycząsteczkowe materiału elektrod są w temper. 500° — 600° C znacznie mniejsze niż w temp. niższych; toteż w wyższych temp. następuje przez iskrzenie najpierw jonizacja, a stopniowo nawet destrukcja skrajnych cząsteczek elektrod (erozja elektronowa).

UAKTYWNIENIE CZĄSTECZEK MIESZANKI PRZEZ ISKRĘ.

Iskra działa zapalnie przez:

a) „pobudzenie" cząsteczek,
b) dysocjację ich,
c) podgrzanie.

Natomiast jonizacja nie ma prawdopodobnie tak istotnego wpływu zapłonowego, jak przypuszczano dawniej.

Przez „pobudzenie" cząsteczki rozumie się zmianę stanu energetycznego jednego z jej atomów na skutek wypromieniowania lub wchłonięcia przezeń jednego lub więcej kwantów energii [2]).

Jasnym jest, że właśnie iskrzenie działa „pobudzająco" na cząsteczki. Cząsteczka świeżo pobudzona jest aktywniejsza chemicznie od niepobudzonej.

Dysocjacja cząsteczek mieszanki w iskrze polega na rozpadzie cząsteczek chemicznych obojętnych — na ich pierwotne, aktywniejsze chemicznie składniki, w postaci swobodnych atomów i grup atomów.

Ażeby sobie lepiej uprzytomnić na czym polega podgrzanie cząsteczki, przypomnijmy sobie, co rozumiemy pod pojęciem ciepła i temperatury. Istotą zjawiska ciepła są — w gazach — niesłychanie prędkie, lecz bezładne ruchy cząsteczek, zaś w fazach nie gazowych materii — b. nikłe lecz prędkie drgania cząsteczek. Temperatura charakteryzuje właśnie nasilenie tych ruchów. Większe zmiany temperatury, począwszy (dla niektórych ciał) już od kilkudziesięciu stopni C, powodują nawet zmianę znaku sił międzycząsteczkowych.

Samo działanie podgrzewające iskry jest trudne do wyodrębnienia z całokształtu poprzednio wymienionych zjawisk; jednak niepoślednią przyczyną wstępnego podgrzania pewnej ilości cząsteczek mieszanki są prawdopodobnie gwałtowne ich przyśpieszenie i zderzenia, spowodowane bombardowaniem seriami elektronów iskry. Naogół przyjmuje się, że ilość energii cieplnej doprowadzana przez iskrę jest rzędu 10^{-3} cal.

Te cząsteczki, które podległy przynajmniej jednemu z trzech rodzajów wyżej scharakteryzowanych oddziaływań iskry, tzn. pobudzeniu, rozpadowi, bądź podgrzaniu — będziemy w dalszych rozważaniach określać mianem „uaktywnionych".

[1]) Jonem zwiemy atom bądź cząsteczkę pozbawioną jednego, dwóch, a nawet paru elektronów (przy cząsteczkach bardziej złożonych), posiadającą zatem dodatni ładunek elektryczny o wielkości równej sumie ładunków ujemnych — brakujących elektronów.

[2]) Kwant energii np. świetlnej zwiemy też fotonem; energia fotonu światła np. podczerwonego wynosi zaledwie ok. $0,02 \times 10^{-12}$ erga. Należy odróżniać elektryczny ładunek elektronu — od fotonu. Pobudzanie — to tylko przeskakiwanie elekronów na inne orbity; jonizacja — to całkowite odrywanie się elektronów.

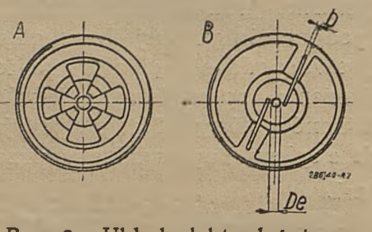
Istnieją podstawy do przypuszczeń, że tylko cząsteczki uaktywnione są zdolne do zapoczątkowania reakcji spalania [1]).

Obliczenia wykazały jednak, że koncentracja i łączna energia w ten sposób uaktywnionych cząsteczek jest za mała na to, aby mogła spowodować stwierdzoną doświadczalnie prędkość reakcji spalania mieszanki. Stało się jasnym, że muszą tu zachodzić jeszcze jakieś działania pośrednie, które określono mianem „reakcji łańcuchowych". Reakcja łańcuchowa jest to szereg pojedyńczych reakcji chemicznych, w wyniku których powstają cząsteczki uaktywnione, stanowiące znów zarodki dalszych reakcji łańcuchowych.

ZAPŁON.

Najpierw ulega zapaleniu maleńka objętość mieszanki pomiędzy elektrodami świecy. Wartość opałowa tej objętości mieszanki musi być co najmniej taka, żeby ilość wywiązanego ciepła była większa, niż odprowadzona przez chłodzenie i żeby wystarczyła do zapalenia sąsiednich cząsteczek; gdy ta objętość jest za mała (wchodzą w grę objętości rzędu 0,6 mm^3), a podgrzanie przez iskrę nie dość energiczne, to istnieje, zwłaszcza podczas rozruchu, możliwość umiejscowienia i wygaszenia tego zaczątkowego zapłonu — przez dobre przewodnictwo cieplne zimnych jeszcze elektrod świecy oraz otaczającej mieszanki, czemu sprzyja także równoczesna obustronna dyfuzja pewnej ilości zimnych i podgrzanych cząsteczek. Stąd wnioski:

1) odstęp elektrod powinien być — zwłaszcza dla celów rozruchu — jak największy, bo wówczas słabsze jest chłodzenie pierwotnie zapalonej (między elektrodami) mieszanki—przez zimne jeszcze elektrody; jest wskazanym, żeby odstęp ten wynosił nie mniej niż 0,5 ÷ 0,6 mm,
2) masa elektrod powinna być z powyższych przyczyn jak najmniejsza, czyli elektrody jak najcieńsze, rys. 2.



Rys. 2. Układ elektrod świecy:
A) o gorszych własnościach rozruchowych, B) o lepszych. Średnica De elektrody środkowej i grubość b elektrod bocznych są rzędu 1 mm, a nawet cieńsze.

3) wartość opałowa mieszanki powinna być jak największa,
4) iskra powinna być możliwie „tłusta".

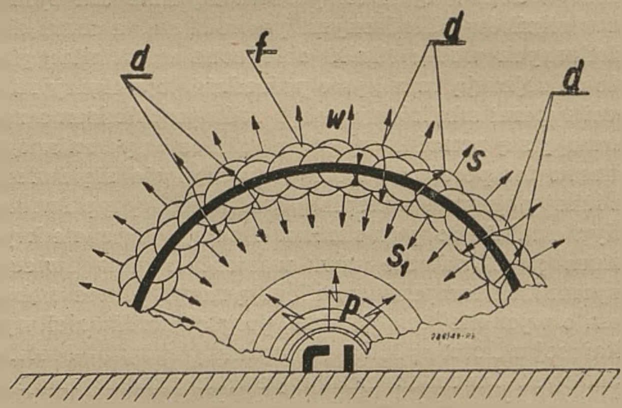
W przypadku udanego zapłonu, mamy najpierw pewne „przewleczenie zapłonu", tzn. wstępny, względnie powolny przebieg spalania, w którym to czasie dokonuje się ok. 1% całkowitej reakcji.

Pomiary okresu przewleczenia zapłonu polegają na zarejestrowaniu czasu upływającego od początku iskrzenia świecy do chwili wystąpienia uchwytnego wzrostu ciśnienia w cylindrze. Pomiary te wykazały, że okres przewleczenia jest wielkością stałą dla danych warunków fizykalnych, jak skład mieszanki, wielkość cylindra, temperatury i ciśnienie początkowe. W konkretnym przypadku okres ten wynosił 0,00148 sek., co odpowiadało 16^0 kąta obrotu wału silnika badanego przy $n = 1800$ i przy stopniu sprężania $\varepsilon = 7$; przeciętnie 10^0 na każde 1000 obr/min.

Dalsze rozprzestrzenianie się spalania i ciśnienia odbywa się z gwałtownie rosnącą prędkością w wyniku reakcji łańcuchowych. W tym czasie ma miejsce również dodatkowe sprężanie i podgrzewanie mieszanki przez tłok, kończący suw sprężania.

PRZEBIEG SPALANIA W BOMBIE DOŚWIADCZALNEJ.

Interesującą jest zależność pomiędzy prędkością posuwania się strefy spalania, a prędkością powstającej przez to fali ciśnienia.



Rys. 3. Posuwanie się strefy spalania w spokojnej mieszance w bombie doświadczalnej.
P — punkt zapłonu. s — kierunek ruchu czoła fali ciśnienia. W — 0,1 mm, grubość warstewki „strefy spalania". s_1 — kierunek ruchu cząsteczek „gorących", po przejściu przez strefę spalania. d — cząsteczki dyfundujące obustronnie. f — spiętrzenie cząsteczek „chłodnych", tworzących czoło fali ciśnienia.

Dla bardziej wszechstronnego prześledzenia tej zależności rozpatrzmy najpierw wrost temperatury i ciśnienia gazów szczelnie zamkniętych w bombie doświadczalnej, jako wynik przyrostu energii kinetycznej cząsteczek tych gazów, spowodowanego reakcją mieszanki już zapalonej. Na energię kinetyczną cząsteczki składa się w głównej mierze energia kinetyczna jej ruchu postępowego oraz energia kinetyczna drgania jej atomów, a tylko w małym stopniu rotacja tej cząsteczki. Wielkość tej energii jest zawsze wielokrotnością kwantu. Częsteczce przypisujemy wielkość

[1]) Mianem spalania określamy reakcję chemiczną b. energicznego łączenia się pierwiastka lub związku chemicznego z tlenem, przy równoczesnym znacznym wywiązywaniu ciepła; w pewnej fazie spalania występuje zazwyczaj zjawisko świetlne zwane płomieniem. Płomień jest raczej przejawem późniejszym i niekoniecznym.

kilku Å[1]), a prędkość kilkuset m/sek, nawet w temperaturze pokojowej. Cząsteczki, które już doznały przyrostu energii kinetycznej — zderzają się z cząsteczkami, które jeszcze go nie doznały. Pierwszym skutkiem zderzenia dwóch cząsteczek jest przyśpieszenie mechaniczne cząstki powolniejszej. Podczas zderzenia ma miejsce również udzielenie energii, uaktywniające cząsteczkę do wejścia w reakcję spalania. Częstotliwość zderzeń jest rzędu 5 miliardów na sekundę już w temperaturze pokojowej.

A zatem cząsteczki podgrzane spaleniem pędzą we wszystkie strony i spiętrzają także (jako prędsze) przed sobą napotkaną masę cząsteczek jeszcze nie podgrzanych, podgrzewając je w tym czasie i uaktywniając do spalenia, rys. 3.

Dlatego przypuszczamy, że czoło fali ciśnienia jest utworzone z cząsteczek jeszcze „chłodnych. Czoło fali ciśnienia posuwa się tedy przed „strefą spalania". Prędkość rozprzestrzeniania się fali ciśnienia jest więc uwarunkowana ilością wywiązywanego ciepła, temperaturą i prędkością przebiegu samej reakcji spalania.

Strefa spalania par benzyny w powietrzu stanowi cienką warstewkę o grubości rzędu 0,1 mm, odgradzającą niejako masę cząsteczek gorących, wśród których jest właśnie pewien procent świeżo powstałych w wyniku spalania — od masy cząsteczek chłodniejszych przed spaleniem cząsteczek palnych tej masy; warstewka owa posuwa się dość raźno. Po przejściu przez strefę spalania cząsteczki ulegają na ogół odrzuceniu w przeciwnym kierunku, niż kierunek posuwania się strefy spalania.

Równocześnie ma miejsce obustronna dyfuzja pewnej ilości zimnych i gorących cząsteczek, rys. 3.

Powiedzieliśmy, iż wśród cząsteczek gorących jest tylko pewien procent świeżo powstałych w wyniku spalania, gdyż w powietrzu mamy objętościowo zaledwie 21% tlenu, natomiast aż 78% azotu i 1% tzw. gazów szlachetnych; czyli około 80% objętości powietrza nie bierze — lub prawie nie bierze — udziału w spalaniu, ulegając jedynie podgrzaniu; gazy te wpływają więc wydatnie na obniżenie temperatury produktów spalania.

Średnia prędkość posuwania się strefy spalania w spokojnej mieszance pod ciśnieniem atmosferycznym zawarta jest w granicach 1 ÷ 9 m/sek, przeważnie 2 ÷ 7 m/sek. wg. pomiarów laboratoryjnych dla różnych gazów.

PRĘDKOŚĆ SPALANIA W CYLINDRZE SILNIKA.

W rzeczywistości „silnikowej" mieszanka nie stoi nigdy spokojnie w cylindrze, lecz pozostaje w ruchu burzliwym skutkiem swego przepływu przez przewód wlotowy oraz skutkiem ruchu tłoka.

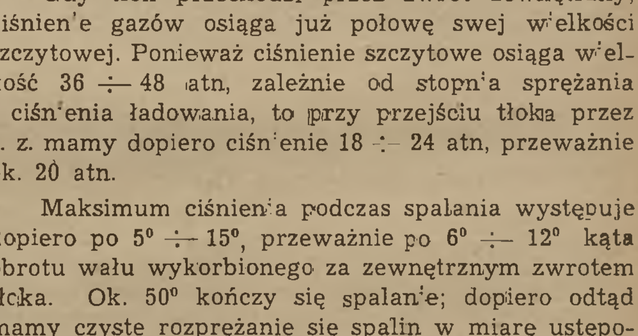
Zakres prędkości dopływu mieszanki do cylindra zawarty jest pomiędzy 40 a 90 m/sek, przeważnie pomiędzy 50 a 70 m/sek. Ten burzliwy ruch, głównie w postaci wirów mieszanki w cylindrze, tzw. zwirowanie mieszanki — znakomicie sprzyja prędszemu rozprzestrzenianiu się spalania; prędkość rozprzestrzeniania się spalania (tak zwanego często „płomienia") w cylindrze silnika jest dzięki temu kilkakrotnie większa, niż w mieszance spokojnej i wynosi ok. 2/3 jej prędkości wlotowej. Obwodowe prędkości wirowania mieszanki wynoszą ok. 1/6 prędkości wlotowej. Innymi słowy — prędkość posuwania się strefy spalania jest ok. czterokrotnie większa od prędkości zwirowania. Największa prędkość spalania występuje przy pewnym niedomiarze powietrza, czyli przy zbyt bogatej w paliwo mieszance; ilość doprowadzonego wówczas powietrza wynosi 0,85 ÷ 0,9 teoretycznie potrzebnej. Ta zależność prędkości spalania od niedomiaru powietrza jest b. wyraźna. Oznacza, to, że przy 10 ÷ 15% nadmiarze paliwa liczba reakcji cząsteczek paliwa z cząsteczkami tlenu powietrza osiąga maksimum.

Charakterystyczna jest tu duża nierównomierność — tzn. zmienność, od wybuchu do wybuchu. średniej prędkości rozprzestrzeniania się spalania, która raz wynosi np. 15 m/sek, a zaraz w następnym wybuchu np. 25 m/sek; jest ona mniejsza przy ściankach, niż pośrodku.

Gdy tłok przechodzi przez zwrot zewnętrzny, ciśnienie gazów osiąga już połowę swej wielkości szczytowej. Ponieważ ciśnienie szczytowe osiąga wielkość 36 ÷ 48 atn, zależnie od stopnia sprężania i ciśnienia ładowania, to przy przejściu tłoka przez z. z. mamy dopiero ciśnienie 18 ÷ 24 atn, przeważnie ok. 20 atn.

Maksimum ciśnienia podczas spalania występuje dopiero po 5° ÷ 15°, przeważnie po 6° ÷ 12° kąta obrotu wału wykorbionego za zewnętrznym zwrotem tłoka. Ok. 50° kończy się spalanie; dopiero odtąd mamy czyste rozprężanie się spalin w miarę ustępowania tłoka.

Wielkość stopnia sprężania wywiera również znaczny wpływ zarówno na prędkość spalania jak i na ciśnienie maksymalne, jak to ilustruje rys. 4. Mniejsza konieczna przedzwrotność zapłonu oznacza również korzystnie mniejszą przeciwpracę na tłoku w okresie końcowego sprężania przezeń — dawki już zapalonej.



Rys. 4. Wpływ wielkości stopnia sprężania ε na prędkość spalania: krzywa a → ε = 4; krzywa b → ε = 5; krzywa c → ε = 6; przedzwrotność zapłonu — stała = 30°; prawidłowy skład ilościowy mieszanki paliwo — powietrze.

[1]) 1 Å = 1 Angström = 10^{-7} mm.

NIEKTÓRE REAKCJE CHEMICZNE PODCZAS SPALANIA.

Bogactwo reakcji chemicznych podczas normalnego spalania w cylindrze silnika jest wielkie. Nie znamy jeszcze przebiegu wielu reakcji spalania jednakowo dokładnie na wszystkich ich szczeblach, tym bardziej, że wchodzi w reakcje b. wiele różnych węglowodorów — składników benzyny. Ogólnie znane reakcje spalania węgla i wodoru, oraz ew. reakcje pośrednie — pomijam. Wspomnę tylko o niektórych, mniej znanych a ciekawych reakcjach.

Wypada jeszcze raz przypomnieć, że tlenu jest objętościowo w powietrzu tylko ok. 20%, a ok. 80% stanowi mało aktywny w warunkach tego spalania — azot oraz nieco gazów szlachetnych (i ślady wodoru 0,01%). Azot obniża prędkość spalania i jest czynnikiem zasadniczo przeciwdetonacyjnym. Z gazów szlachetnych dobrym przewodnikiem ciepła jest argon, a hel — osiem razy lepszym [1]) Obecność argonu działa więc przyśpieszająco na przebieg spalania. Jest go jednak w powietrzu mało, bo tylko 0,9%. Jest chemicznie nieczynny. Helu brak niestety na wysokościach lotów. Jest również niewykluczonym krótkotrwałe istnienie ozonu O_3, powstającego ze zdysocjowanych na atomy przez iskrzenie świecy — cząsteczek tlenu

$$O_2 \rightarrow O + O$$

przyłączających się do niezdysocjowanych cząsteczek tlenu O_2

$$O_2 + O \rightarrow O_3$$

Atomy tlenu O „in statu nascendi“ są szczególnie aktywne i mogą zapoczątkować reakcję spalania węglowodorów paliwa.

Podczas spalania CO na CO_2 w obecności azotu istnieje możliwość tworzenia się tlenku azotu NO, lecz dopiero w wysokich temperaturach, począwszy od ok. 1500°C; również większe ciśnienia, powyżej 20 kG/cm² sprzyjają tworzeniu się NO — jednak w ilościach nie przekraczających paru procent (w odniesieniu do objętości ostudzonych spalin). Tlenek azotu jest związkiem endotermicznym, a więc trwałym tylko w wysokich temperaturach. Przy spadku temperatury rozkłada się już w ok. 600°C z powrotem na azot i tlen wg. schematu.

$$2NO \rightarrow N_2 + O_2 + 42{,}1 \text{ kcal,}$$

a więc nieco egzotermicznie. Wskutek wydzielania tlenu podczas swego rozkładu — może być NO środkiem podtrzymującym palenie. Stygnąc poniżej 620°C wiąże się NO, nieco egzotermicznie, z otaczającym tlenem — na dwutlenek azotu NO_2, który jest gazem trującym, barwy ceglastej. Dwutlenek azotu NO_2 podgrzany powyżej 620°C rozkłada się ponownie wg. schematu

$$2NO_2 \rightarrow 2NO + O_2$$

a więc może być środkiem podtrzymującym palenie, podobnie jak NO.

Przy stygnięciu NO_2 poniżej 140°C tworzą się również cząsteczki czterotlenku azotu N_2O_4 wg. schematu

$$2NO_2 \rightarrow N_2O_4 + 14{,}7 \text{ kcal.}$$

Cząsteczki te są nietrwałe powyżej 140°C.

Ogólną wspólną cechą tlenków azotu jest wydzielanie tlenu podczas rozkładu przy podgrzewaniu, co predystynuje je jako środki utleniające.

Szczególną rolę wśród tlenków azotu odgrywa podtlenek azotu N_2O, gaz lekko znieczulający, tzw. rozweselający, który wprawdzie nie tworzy się podczas reakcji spalania, lecz może mieć zastosowanie jako dodatek wzbogacający w tlen dawkę mieszanki w cylindrze.

Nasuwa się pytanie, dlaczego nie dodawać wprost samego, np. ciekłego tlenu? Tymbardziej, że przy tym samym dodatku ilościowym różnych czynników utleniających, otrzymuje się dwukrotnie większy przyrost mocy od ciekłego tlenu niż np. od N_2O. Niestety jednak, dodatek tlenu jest możliwy tylko do pewnej granicy zawartości procentowej, powyżej której dalszy dodatek tlenu wywołuje już tzw. detonację, tzn. b. gwałtowny, szkodliwy dla całości silnika, przebieg spalania; ta największa dopuszczalna zawartość procentowa tlenu zależy, m. in., w dużym stopniu od typu silnika, tak, że nie daje się generalizować. Maksimum dodatku tlenu możliwe jest przy bogatej (w paliwo) mieszance.

Natomiast rozkład dodawanego N_2O odbywa się nieco endotermicznie wg. poniższego schematu

$$2N_2O \rightarrow 2N_2 + O_2 - 39 \text{ kcal.}$$

Można dodawać większy % N_2O niż ciekłego O_2, gdyż rozpad N_2O wyzwala obok tlenu — także dostateczną ilość azotu, będącego wówczas skutecznym inhibitorem detonacji, (przeciwdziała detonacji, a więc właśnie skutkom równoczesnego dodania tlenu).

Z pewnych doświadczeń i przeliczeń porównawczych wynika, że prędkość b. szybkiego samolotu z silnikiem tłokowym 2000 KM — powinna wzrosnąć o 10 ÷ 12%, przy wtrysku 15 kG/min. N_2O. Oznacza to wzrost prędkości o ok. 70 km/godz. Koniecznym jest jednak wówczas przystosowanie śmigła (sprawność) do zwiększonych prędkości lotu.

Podobne wyniki można osiągnąć wtryskując wodę do przewodów wlotowych. Wodę miesza się wówczas pół na pół z metanolem [2]) aby ją uodpornić przeciw zamarzaniu, oraz dodaje się nieco środka przeciwkorozyjnego. Już kilkoprocentowe dodatki H_2O wyraźnie przyśpieszają przebieg reakcji spalania. Woda dostarcza bowiem do reakcji poniżej 1500°C — b. aktywnego, bo świeżo zdysocjonowanego uprzednio w temperaturach powyżej 2000°C — wodoru, a także tlenu, wg. schematu

$$2\,H_2O \rightarrow H_2 + 2\,OH$$

a przy dalszym podgrzewaniu

$$2\,OH \rightarrow O_2 + H_2$$

Wyraźna dysocjacja wody zaczyna się dopiero ok. 1500°C, kiedy to ulega dysocjacji zaledwie 0,1%

---

[1]) Z tego wynika, że hel nadawałby się dobrze do wykonywania obiegu w silniku cieplnym o energicznym podgrzewaniu i — naprzemian — oziębianiu (np. silnik „Philips“).

[2]) Metanol — alkohol metylowy $CH_3 \cdot OH$.

pary wodnej, przy 2000°C — 2%, a przy 2500°C — już 10%.

Wtryskiwanie perhydrolu H_2O_2 nie daje wyników, których możnaby się na pierwszy rzut oka po jego nadmiarze tlenu spodziewać. Wiemy bowiem, że perhydrol aktywniej utlenia niż tlen. Perhydrol ma jednak b. wysoką temperaturę wrzenia (80% perhydrol wrze przy 151°C), co uniemożliwia dość szybkie jego parowanie bez podgrzewania. Ponadto jest H_2O_2 czynnikiem wybitnie prodetonacyjnym.

DETONACJA.

Na określenie zjawiska, które jest przedmiotem poniższych omówień, przyjęła się przed trzydziestu laty, nazwa „detonacja". Mianem detonacji określamy w ogóle rozprzestrzenianie się fali nadciśnienia z prędkością rzędu 2 km/sek; w omawianym zjawisku prędkość ta nie przekraczała, w chwili przyjmowania tego określenia, nawet wg. najśmielszych ówczesnych obliczeń, 45% powyższej prędkości, a z większym ówczesnym prawdopodobieństwem mieściła się w skromniejszych granicach 300 — 500 m/sek. Wobec tego jednak, że przeciętna prędkość rozchodzenia się fali ciśnienia podczas normalnego przebiegu spalania wynosi ok. 15 — 25 m/sek. — to nawet prędkość rzędu 300 m/sek. była aż 12 razy większa od tamtej; to było dla silnikowców dostatecznym powodem określenia owego przebiegu — w przenośni mianem detonacji. Używa się też czasem określenia „stukanie", lecz ma ono językowo inne zabarwienie znaczeniowe; dlatego wydaje się jednak lepszym słowo „detonacja".

Podług późniejszych badań uczonych rosyjskich Sokolika i Woinowa, potwierdzonych niedawno przez badaczy amerykańskich, prędkość rozchodzenia się fali detonacji zdaje się wynosić istotnie ok. 2 km/sek.

Określenie „detonacja" nabiera więc coraz więcej znamion bezpośredniej ścisłości.

Z kolei wypada określić, że będziemy rozumieć przez „zapłon zewnętrzny", a co przez „samozapłon" — w odróżnieniu od detonacji. Nie będą to jednak jakieś ogólnie obowiązujące definicje.

Zapłon zewnętrzny mamy wówczas, gdy tylko część mieszanki zostaje początkowo doprowadzona do temperatury zapłonu przez jakieś miejscowe podgrzanie ciepłem zewnętrznym, a temperatura pozostałej masy mieszanki jest jeszcze wyraźnie niższa od temperatury zapłonu.

Samozapłon mamy wówczas, gdy cała masa mieszanki zostaje doprowadzona równocześnie do temperatury zapłonu.

Wypada dodać, że niebezpieczne temperatury mieszanki zaczynają się dopiero powyżej 500°C.

Jakiż przebieg ma więc detonacja w cylindrze silnika tłokowego?

Produkty spalania się pierwszej, nieznacznej objętości mieszanki zapalonej przez świece, rozszerzają się energicznie wskutek gwałtownego wzrostu swej temperatury; równocześnie strefa spalania rozprzestrzenia się, obejmując otaczające warstwy mieszanki; rozszerzające się spaliny sprężają więc coraz bardziej — pozostałą, jeszcze nie zapaloną mieszankę. Wynikiem tego sprężenia (i podgrzewania) jest przyśpieszony wzrost temperatury owej pozostałej mieszanki. Ponieważ początek iskrzenia ma miejsce przy ok. 35° przedzwrotności, więc mamy jeszcze dodatkowy wzrost ciśnienia i temperatury tych gazów wskutek normalnego, końcowego sprężania przez tłok. W miejscu najbardziej odległym od świecy (jednej lub dwóch) ulega reszta mieszanki największemu sprężeniu przez rozchodzącą się falę spalin — w skutek przybywania „po drodze" coraz nowych ilości spalin.

O ile w wyniku tych przebiegów, a zwłaszcza sprężania, nastąpi wzrost temperatury całej owej reszty mieszanki powyżej temperatury jej zapłonu, czyli powyżej 520° — 550°C, to następuje samozapłon i nagłe spalenie od razu całej masy tej reszty. To jest właśnie detonacja.

Pod względem chemicznym jest detonacja prawdopodobnie wynikiem reakcji łańcuchowych powolnego utleniania węglowodorów w fazie gazowej jeszcze nie spalonej mieszanki. Jest to obszerne zagadnienie chemiczne.

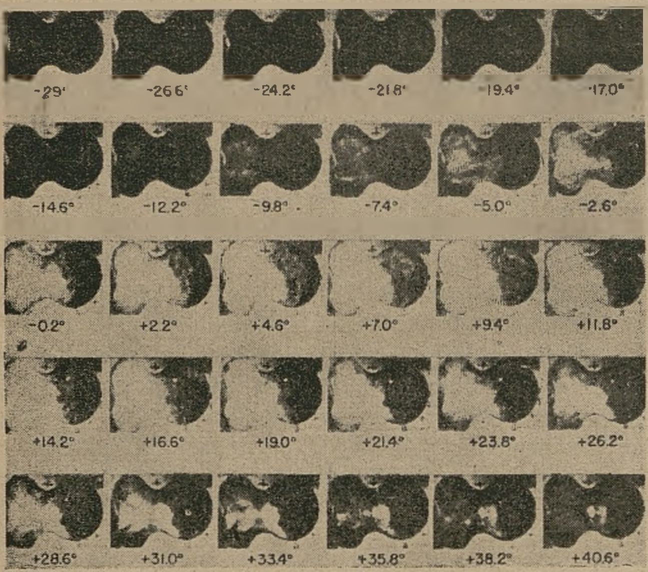
Detonacja zaczyna się więc zazwyczaj w obszarze najbardziej odległym od obu świec, o ile nie przyśpiesza jej wystąpienia jakiś bliższy, a szczególnie gorący element, np. grzybek zaworu wylotowego, osiągający podczas pracy silnika prawie temperatury spalin wylotowych, tj. nawet ok. 900°C. Dlatego zawór wylotowy powinien znajdować się niedaleko świecy, aby być już w strefie spalin w cylindrze wówczas, gdy resztka mieszanki podlega końcowemu, ewent. detonacyjnemu sprężeniu [1]). „Docisk" tej mieszanki do gorętszych ścianek spowoduje bowiem prędzej samozapłon, niż „docisk" do chłodniejszych ścianek.

Pomiarowo stwierdzono występowanie detonacji dopiero po spaleniu się najmniej połowy, a przeważnie ok. 2/3 ilości mieszanki. Z chwilą wystąpienia detonacji ma miejsce nagły, gwałtowny wzrost prędkości spalania i także wzrost ciśnienia. Mamy więc w danym razie trzy dość odległe od siebie ośrodki zapłonu: pierwszy zapłon w dwóch ogniskach od świec — nieco późniejszy — samozapłon reszty mieszanki. Fala ciśnienia detonacji wstrzymuje nieraz rozszerzanie się fali ciśnienia, pochodzącej od właściwego zapłonu; zapłon gra więc wówczas niejako — tylko rolę spłonki w naboju armatnim. Przedzwrotność jest zazwyczaj taka, że detonacja zaczyna się b. blisko zwrotu tłoka, a kończy się tuż po przejściu tłoka przez zwrot. W praktyce odbywa się więc izochorycznie.

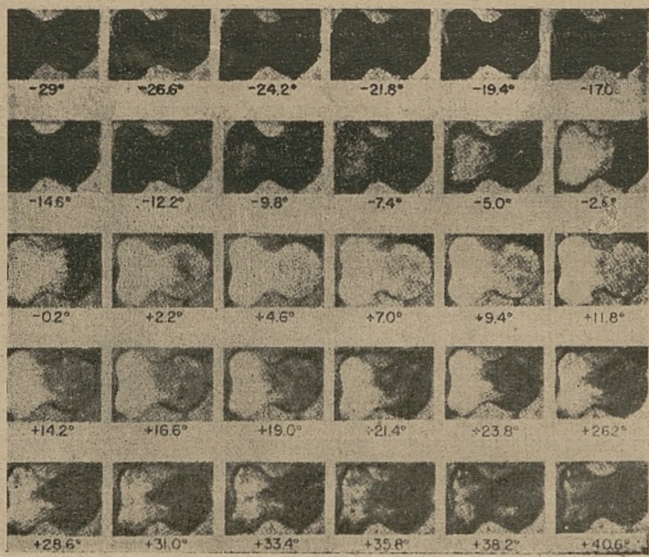
Świecenie gazów (widoczny płomień) występuje raczej dopiero przy końcowym, maksymalnym wzroście ciśnienia. Najgorętsza jest strefa bieżącego spalania, ok. 2200°C, temperatura spalin jest niższa. Po spaleniu całej dawki — najgorętsze gazy są w cylindrze tam, gdzie zaczęło się spalanie; najzimniejsze

---

1) Dość skutecznym sposobem obniżania średniej temperatury zaworu wylotowego jest zastąpienie jednego dużego zaworu — dwoma mniejszymi, o mniejszej pojemności cieplnej; łatwiejsze jest wówczas prędkie schładzanie szczytowych temperatur takich zaworów — po suwach pracy i wylotowym — do pożądanych niższych temperatur.



Rys. 5. Seria zdjęć migawkowych normalnego spalania w cylindrze silnika. Przedzwrotność zapłonu 23°. [1].



Rys. 6. Seria zdjęć migawkowych spalania detonacyjnego w cylindrze silnika (Rassweiler i Withrow). [1].

tam, gdzie dotarło ono na końcu; różnice temperatur gazów w cylindrze wynoszą tuż po detonacji po kilkaset °C i dochodzą nawet do 900°C.

Detonacyjne spalenie owej maksymalnie sprężonej reszty mieszanki jest prędsze, niż może nastąpić jakaś dostrzegalna zmiana jej objętości. Wzrost ciśnienia doznaje bezmała nieciągłości, fala detonacyjna rozchodzi się z prędkością dźwięku [1]), a nawet dwukrotnie wyższą — wręcz jako uderzenie, odbijane z kolei wielokrotnie przez ścianki głowicy i denka — prawe nieruchomego wówczas tłoka; te „fale uderzeniowe" (shock waves) uwidoczniają się na wykresie indykatorowym, jako drgania. Na rys. 5, mamy szereg kolejnych zdjęć migawkowych przebiegu normalnego spalania w cylindrze (Rassweiler i Withrow), wykonywanych co 2,4° kąta obrotu wału wykorbionego, z prędkością 5000 zdjęć/sek; a więc na jedno zdjęcie wypada mniej, niż 0,0002 sek:

Na każdym zdjęciu widać tylko nieznaczną różnicę w porównaniu z poprzednim.

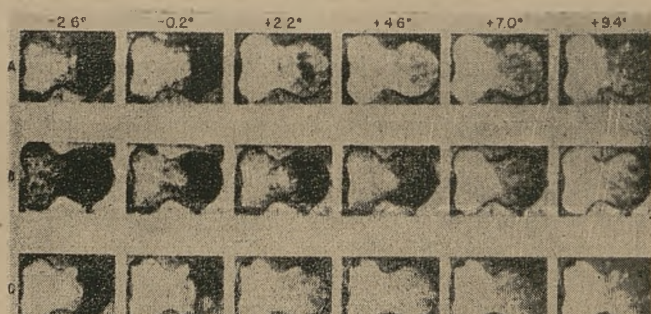
Na rys. 6, mamy natomiast podobny komplet zdjęć, lecz z przebiegu spalania detonacyjnego.

Zwróćmy uwagę na zdjęcie przy —0,2° i na następne przy +2,2°; początkowe zdjęcia od —29° aż do —0,2° wykazują normalny, stopniowy rozwój spalania, podobnie do rys. 5; natomiast od —0,2° do +2,2° widzimy nagły skok w rozprzestrzenianiu się spalania. W przeciągu czasu krótszego niż 0,0002 sek, nastąpiło detonacyjne spalenie reszty, tj. ok. 1/3 mieszanki; wał wykorbiony obrócił się więc w tym czasie mniej, niż 2,4°. Istnieją podstawy do przypuszczenia, że spalanie detonacyjne nastąpiło raczej w. 0,0001 sek.!

Detonacja może zaczynać się każdorazowo w nieco innym miejscu, lecz występuje na ogół stale w jednej okolicy, rys. 7.

W. Jost przeprowadza w swym dziele następujące rozważanie: „Przyjmijmy, że przy końcu sprężania znajduje się mieszanka pod ciśnieniem 8 at, które wskutek spalania wzrasta do 40 at; to reszta dawki niespalonej znajduje się tu pod ciśnieniem ok. 40 at. Podczas spalania przy stałej objętości i pięciokrotnym wzroście ciśnienia wystąpiłoby ciśnienie szczytowe 200 at. To ciśnienie szczytowe wystąpiłoby wszakże tylko w znikomo małej objętości i dlatego musiałoby rozpłynąć się tak, że nie mógłby się dalej szkodliwie ujawnić".

Innymi słowy, wyżej opisane zjawisko miałoby charakter miejscowego wzrostu temperatury i spię-

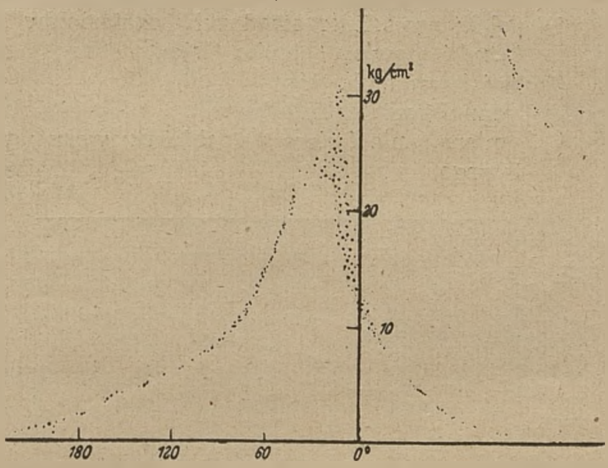


Rys. 7. Sześć serii zdjęć migawkowych rozrzutów początków detonacji. [1].

[1]) W gorących spalinach, tj. ok. 900 m/sek.

trzenia ciśnienia, które nie dotarłoby jednak w swej szczytowej wysokości do otaczających ścianek, a tylko w rozmiarach wyraźnie złagodzonych. Tak należy sobie wyobrazić rzeczywisty przebieg detonacji.

Na rys. 8, jest przedstawiony wykres zmian ciśnienia roboczego przy normalnym spalaniu, otrzymany punktowo indykatorem Farnborough z ciśnieniem szczytowym 32 at, kiedy tymczasem przy spalaniu detonacyjnym występują ciśnienia powyżej 90 at, rys. 9. (Uwaga: Oś współrzędnych czasu ma na wykresie kierunek w lewo).



Rys. 8. Wykres zmian ciśnienia roboczego w cylindrze silnika przy normalnym spalaniu, zdjęty indykatorem Farnborough (Serruys). [1].

Poniżej zaś pokazane są dwa wykresy spalania detonacyjnego o małym i średnim nasileniu, zdjęte optycznym indykatorem Serruysa, rys. 10. Na wykresach tych uwidoczniają się wyraźnie — poprzednio wspomniane, drgania ciśnienia o wielkiej częstotliwości. Osie współrzędnych czasu mają kierunek w prawo.

Na wykresach indykatorowych dają się również zauważyć niejednokrotnie najpierw nieduże drgania ciśnienia (fale), pojawiające się przed wystąpieniem właściwej detonacji; nie wykluczano, że fale te właśnie zapoczątkowują detonację. Przypuszczenie to nie zostało jednak niezbicie potwierdzone.

Jasnym jest, że detonacyjne „uderzenia" ciśnienia są zabójcze dla całego silnika, a w szczególności dla jego mechanizmu korbowego.

Mimo parokrotnie wyższych ciśnień szczytowych, moc silnika wzrasta zaledwie nieznacznie i to tylko podczas słabych detonacji, spada natomiast zawsze podczas średnich i silnych detonacji. Energia wysokich miejscowych temperatur i spiętrzeń ciśnienia zużywa się wtedy na podmuchy strugowe spalin, w wyniku czego ciepło ich przechodzi podczas gwałtownych ich uderzeń — wprost do ścianek głowicy i tłoka.

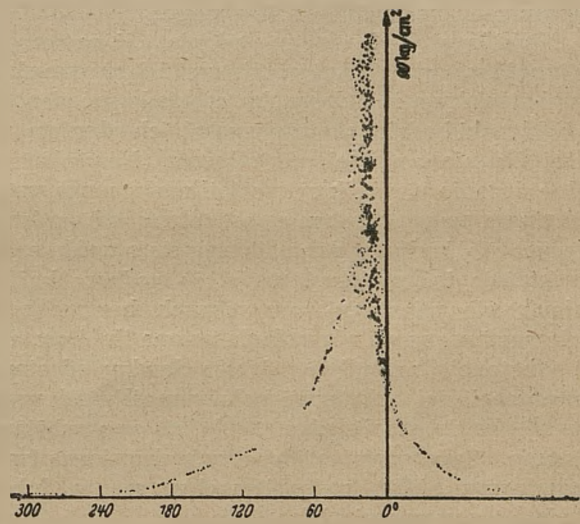
Współczynnik przejścia („przejmowania") ciepła ze spalin do ścianek głowicy i tłoka rośnie bowiem m. in. ze wzrostem ciepła właściwego i ciśnienia tych gazów; podczas detonacji rosną właśnie te wielkości. Zaś ilość „przejmowanego" i „przenikającego" ciepła [1]) rośnie oprócz tego wraz z różnicą temperatur. Energia cieplna przechodzi więc wówczas z gazów do głowicy i denka tłoka przypuszczalnie proporcjonalnie do ich powierzchni, tzn. ok. 2/3 do głowicy, a ok. 1/3 do tłoka. W wyniku tego, temperatura głowicy (i tłoka) rośnie, zaś temperatura spalin nawet maleje, rys. 11.

Na wykresie tym jeszcze nie widać, żeby moc wyraźnie malała. Zwiększenie nasilenia detonacji uzyskiwano tu przez zwiększenie przedzwrotności zapłonu.

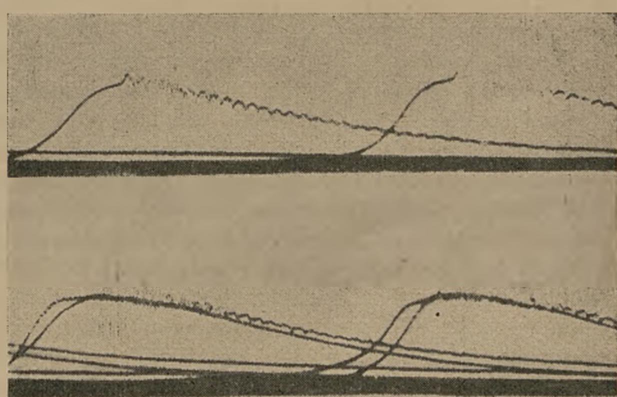
Pomiar ciśnień szczytowych jest nader utrudnionych z powodu ich prawie punktowego charakteru i ustawicznego rozrzutu owych punktów. Wymiary końcówek rejestrujących przyrządów pomiarowych są już zbyt wielkie dla tego celu.

Wreszcie, silny wzrost ciśnienia osłabia bieg dysocjacji — normalnie obniżającej szczytowe temperatury o ok. 300°C — a więc sprzyja jeszcze większemu wzrostowi temperatur szczytowych.

Detonację słychać. Daje się poznać po metalicznym przydźwięku, towarzyszącym poszczególnym zapłonom. W silnikach chłodzonych powietrzem słychać ją mocniej, niż w silnikach chłodzonych cieczą. Gdy



Rys. 9. Wykres zmian ciśnienia roboczego w cylindrze silnika przy spalaniu detonacyjnym, zdjęty indykatorem Farnborough (Serruys). [1].



Rys. 10. Dwa wykresy zmian ciśnienia roboczego w cylindrze silnika przy spalaniu detonacyjnym, zdjęte optycznym indykatorem Serruys'a. Górny wykres — słaba detonacja, dolny — średnio silna. [1].

[1]) Terminologia wg. „Termodynamiki Technicznej" B. Stefanowskiego.

odgłos detonacji przybiera na sile, to traci równocześnie na zabarwieniu metalicznym. Przyczyną odgłosu detonacji nie są jakieś mechaniczne uderzenia o siebie części metalowych w cylindrze, jak to pierwotnie przypuszczano. Że tak nie jest, stwierdzono podczas doświadczeń ze spaleniem detonacyjnym w bombach doświadczalnych, które nie zawierały żadnych ruchomych części, a w których ów specyficzny przydźwięk również był słyszalny. Jak więc powstaje ten dźwięk? Przypuszczalnie jest on wynikiem owych drgań gazów spalających się wówczas, a zwłaszcza nagłej zmiany kierunku ruchu cząstek podczas błyskawicznego przelatywania ich przez strefę spalania. Dla detonacyjnego przebiegu spalania nie jest bynajmniej nieodzownym jakieś szczególnie wysokie ciśnienie mieszanki w chwili zapłonu: gdy jest dostatecznie niekorzystny stosunek powierzchni (chłodzącej) do objętości [1]) w bombie doświadczalnej, a mieszanka nie znajduje się w żywszym ruchu, to wystarcza ciśnienie 2 ata w chwili zapłonu, aby wytworzona przez spalanie fala ciśnienia doprowadziła resztkę mieszanki do spalania detonacyjnego.

Niektórzy badacze są zdania, iż samozapłon wspomnianej wyżej reszty, tj. ok. 1/3 mieszanki — jest zbyt słabym impulsem, by spowodować słyszalne dźwięki; taki bodziec może wywołać, ich zdaniem, najwyżej drgania o niskiej częstotliwości. Natomiast słyszalne drgania o wysokiej częstotliwości mogą pochodzić z poza owego obszaru samozapłonu, od gazów już palących się, bądź też dopalających się z opóźnieniem.

Istnieje też przypuszczenie, że podczas każdego spalania się mieszanki par różnych benzyn z powietrzem tworzy się równolegle pewna ilość szczególnej substancji, przenikającej całą dawkę; od stopnia koncentracji tej substancji zależy możliwość wystąpienia i siła detonacji, gdyż to właśnie owa substancja detonuje. Substancja ta jest grupą chemiczną (w rodzaju grupy „OH"), związkiem chemicznym, lub też składa się z paru związków.

Bogata mieszanka, zwłaszcza od 10% do 20% nadmiaru paliwa, wykazuje większe skłonności do detonowania, niż uboga. Oleje sprzyjają na ogół detonacji; nadmierne smarowanie jest więc i z tych względów niewskazane.

Bardzo ważnym czynnikiem powstawania lub zapobiegania detonacji może być przewodność materiału ścianek.

Aluminium jest pięciokrotnie lepszym przewodnikiem ciepła — od żeliwa i stali. Dlatego głowice i tłoki ze stopów o podstawie aluminiowej umożliwiają wydobywanie (bez obawy detonacji) mocy co najmniej o 15 — 20% wyższych, niż przy głowicach i tłokach żeliwnych. Ważnym jest jednak, żeby ich powierzchnie nie były pokryte grubszymi warstwami izolacyjnymi, np. spieczonymi resztkami po-olejowymi, sadzą, pyłem itp. Przewodność cieplna sadzy jest ok. 5000 razy mniejsza, przewodność oleju 2000 razy mniejsza, a przewodność pyłu (kurzu) co najmniej 400 razy mniejsza, niż przewodność aluminium. W lotnictwie żeliwo nie wchodzi zresztą w rachubę także ze względu na ciężar i małą wytrzymałość.

[1]) Objętość bomby doświadczalnej wynosi kilka litrów.

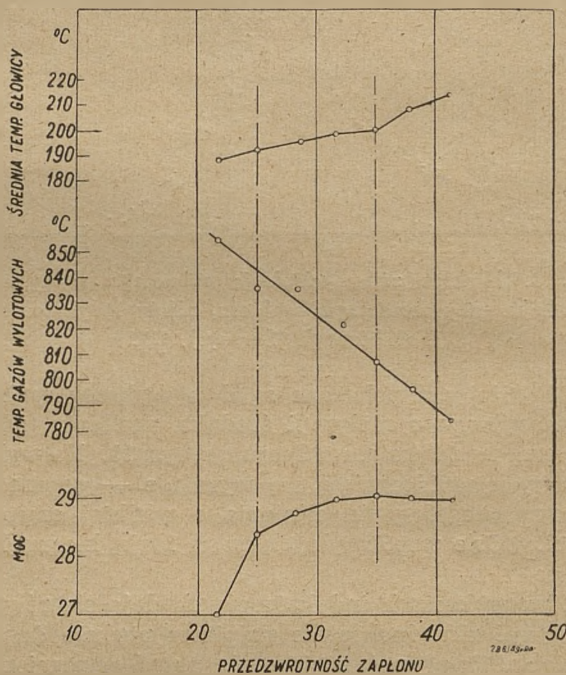
NIECO O ŚRODKACH ANTYDETONACYJNYCH.

Detonacji staramy się zapobiegać, a przynajmniej przesuwać ją do obszaru wyższych temperatur i ciśnień (opóźniać ją), głównie na dwóch drogach: konstrukcyjnej i chemicznej.

Środki konstrukcyjne polegają na pozostawieniu mieszance jak najmniej czasu na „przygotowanie" detonacji.

Osiągamy to przez:

1) dobór wysokoprzewodnych materiałów na ścianki głowicy i denka tłoka,
2) zwiększenie obrotów,
3) zmniejszenie cylindrów,
4) umieszczenie świecy w pobliżu zaworu wylotowego,



Rys. 11. Wykres zmian temperatury i mocy — w ślad za wzrostem detonacji, spowodowanym wzrostem przedzwrotności zapłonu. [1].

5) odpowiednie ukształtowanie przestrzeni spalania, zapewniające dobre zwirowanie mieszanki,
6) ograniczenie wielkości stopnia sprężania (a właściwie rozprężania),
itp.

Środki chemiczne polegają na dodawaniu do paliwa związków chemicznych, powodujących zmniejszenie w cylindrze prędkości reakcji łańcuchowych wstępnego utleniania węglowodorów jeszcze niespalonej mieszanki, będącego prawdopodobnie przyczyną detonacji.

Niejako „naturalnym" antydetonatorem są ochłodzone spaliny. Są jednak konieczne dość znaczne ich ilości dla osiągnięcia wydatnych skutków, tak, że pozostaje w cylindrze za mało miejsca na świeżą mieszankę.

Najbardziej używanym jest czteroetylek ołowiu (zawarty zazwyczaj w tzw. płynie etylowym [1]); za nim idzie karbonylek żelaza $Fe(CO)_5$. Są one na ogół znane, zwłaszcza pierwszy, dzięki swej praktycznej przydatności.

Są i inne środki, mniej praktyczne, lecz wspomnimy o nich dla wszechstronności. Wypada nadmienić, że antydetonatory podwyższają na ogół znacznie punkt zapłonu paliwa, niektóre nawet o 200°C.

Dodatek potasu i talu podwyższa punkt zapłonu benzyny, zaś pary ich wywierają działanie antydetonacyjne. Podobnie, lecz słabiej, działają selen i telur. Albo np. gorące pary talu o temp. 680°C, w strumieniu azotu z 15% domieszką powietrza, wprowadzone przez specjalny zaworek do cylindra okazały się 11 razy skuteczniejsze od czteroetylku ołowiu. Pary potasu o temp. 200° — 400°C były cztery razy skuteczniejsze niż czteroetylek ołowiu.

Antydetonatory działają najskuteczniej w stanie początkowego utleniania się. Czteroetylek ołowiu jest najskuteczniejszy w fazie rozkładania się.

Specjalne badania wykazały, że aldehydy, tworzące się jako pośrednie międzyprodukty reakcji spalania nie są przyczyną detonacji; na formaldehydzie pracował silnik bezdetonacyjnie.

NIECO O BADANIACH.

W ciągu ostatnich 30 lat przeprowadzono wiele badań związanych z detonacją, m. in. na następujących jednocylindrowych silnikach specjalnych, które miały w głowicach po 1 — 4 świec:

1. na silniku z aparaturą umożliwiającą pobieranie próbek mieszanki w różnych fazach suwu sprężania; czas otwarcia zaworka wynosił 1/800 sek. przy n = 600,
2. na silniku rejestrującym nie tylko wzrost ciśnienia, lecz także posuwanie się płomienia w cylindrze,
3. na silnikach z okienkiem kwarcowym w głowicy, umożliwiającym robienie zdjęć migawkowych rozwoju płomienia spalania, bądź fotografowanie widma tego płomienia po przepuszczeniu wiązki jego promieni przez szczelinę spektroskopu na kliszę spektrografu; podobnych silników było wiele, m. in. o różnych urządzeniach do fotografowania. Urządzenia te umożliwiają robienia nawet do 200.000 zdjęć na sek,
4. na silniku z głowicą żeliwną, powlekaną jednak wewnątrz kolejno różnymi metalami dla stwierdzenia, czy na powstawanie detonacji ma wpływ przewodnictwo materiału ścianek otaczających, czy tylko katalityczne działanie powierzchni tych ścianek,
5. na silniku o specjalnym kształcie przestrzeni spalania, osiągniętym przez specjalne uskoki sklepienia głowicy; chodziło o stwierdzenie zapobiegawczego wpływu nagłych zmian przekroju głowicy na powstawanie detonacji,
6. na silniku o zapłonie co drugi cykl, dla pobierania próbek bądź to sprężonej mieszanki, bądź spalin, celem wykrywania obecności aldehydów,
7. na silniku o jednym tylko suwie — suwie sprężania; chodziło o prześledzenie wzrostu ciśnienia po zapłonie, przy stojącym tłoku.
8. wreszcie na silniku o pozłoconym zaworze wylotowym, celem stwierdzenia ewent. katalitycznego wpływu gorącej powierzchni zaworu stalowego — na tworzenie się NO_2. Przy pozłoconym zaworze wylotowym malała koncentracja NO_2.

Pominąłem oczywiście wszelkie typy silników o zmiennym stopniu sprężania, jak silnik Ricardo, CFR itp., gdyż należą one dziś do normalnego wyposażenia laboratoriów silnikowych.

A to kilka nazwisk znakomitych badaczy zagadnień zapłonu, spalania normalnego i detonacyjnego — gazów:

Davy, Dixon, Langewin, Bodenstein, Ubbelohde. Pier, Callendar, Ricardo, Midgley, Janeway, Tizard, Bonhoefer Haber, Pye, Finch, Bone, Boyd, Townend; Hinshelwood, Lindner, Schnauffer, Campbell, Serruys, Egerton, Rassweiler, Withrow, Neumann, Dumanois, Nusselt, Semenow, Kondratiew, Kistiakowski, Woinow, Andreew, Sokolik, Szczołkin, Aiwazow, Lewis, Elbe, Müffling, Rothrock, Jost, Miller, Fiock i in.

LITERATURA:

1. *W. Jost* — „Explosion and combustion processes in gases" transl. by H. O. Croft; New York and London 1946.
2. Analysis of Spark-Ignition Engine Knock as seen in Photographs taken at 200 000 Frames per Second" — Report Nr. 857. NACA, 1946.
3. „A Study by High Speed Photography of Combustion and Knock in a Spark Ignition Engine" — Report Nr. 727. NACA, 1942.
4. „Flame speeds and Energy Considerations for Explosions in a Spherical Bomb" — Report Nr. 682, NACA. 1940.
5. *A. W. Judge* — „Aircraft Engines". London, 1945.
6. *W. Lindner* — „Entzündung u. Verbrennung von Gas — u. Brennstoffdampfgemischen" — Berlin, 1931.
7. *K. Schnauffer* — „Verbrennungsgeschwindigkeiten von Benzin — Bensol — Luftgemischen in raschlaufenden Zündermotoren", Berlin, 1931.
8. *K. Jagoszewski* — „Fizykalne podstawy pracy świecy zapłonowej i wypływające z nich wnioski praktyczne". Techniczne Nowości Lotnicze, Warszawa, Styczeń 1936.
9. *E. P. Hawthorne* — „Oxygen Injections as a Means of Increasing Aero-Engine Performance". Aircraft Engineering, London, October 1946.
10. „Chimiczeskije osnowy raboty dwigatela" — zbiór tłumaczeń. Moskwa. 1948.
11. *H. R. Ricardo* — „The High Speed Internal — Combuston Engine", London and Glasgow. 1931.
12. *D. R. Pye* — „Die Brennkraftmaschinen", ubersetzt von W. Wettstadt, Berlin, 1933.
13. *C. Englisch* — „Verschleiss. Betriebszahlen u Wirtschaftlichkeit von Verbrennungskraftmaschinen", Wien 1943.
14. *L. Bergmann u. Cl. Schaefer* — „Lehrbuch der Experimentalphysik", Berlin. 1943.
15. *B. Stefanowski* — „Termodynamika Techniczna", Warszawa, 1938.
16. A. Swan — „Handbook of Aeronautics", London, 1934.
17. *R. Bussien* — „Automobiltechnisches Handbuch", Berlin, 1942.
18. Biuletyn Nr. 2 Koła Mechaników Wydziałów Politechnicznych A. G., Kraków, czerwiec 1947.

[1]) Czteroetylek ołowiu $Pb(C_2H_5)_4$; płyn etylowy, np.: 55% czteroetylku ołowiu, 36% etylibromidu i 9% monochloryny naftalenu. Antydetonacyjne własności czteroetylku ołowiu odkrył w r. 1922 Midgley.

Inż. JERZY SKONIECZNY
Główny Instytut Lotnictwa

Świece zapłonowe silników niskoprężnych

1. WSTĘP.

Bardzo ważnym elementem każdego silnika niskoprężnego jest świeca zapłonowa. Od jej jakości zależy prawidłowość pracy silnika tłokowego, względnie ciągłość pracy silników odrzutowych. Często spotyka się w praktyce, iż użytkownicy świec samochodowych względnie lotniczych, nie zdając sobie sprawy z różnic jakie istnieją w konstrukcji i pracy poszczególnych świec popełniają liczne błędy, pociągające za sobą niepożądane skutki. Celem tego artykułu jest zapoznanie czytelnika z wymaganiami użytkowników świec, rodzajem świec, ich konstrukcją, własnościami charakterystycznymi, długowiecznością oraz cechowaniem.

2. WYMAGANIA UŻYTKOWNIKÓW ŚWIEC.

Użytkownik wymaga od wytwórcy dwóch zasadniczych właściwości świecy:

1) możliwie dużej trwałości w danych warunkach pracy oraz,

2) niezawodności działania, tj. żąda, aby wyładowanie iskrowe następowało przy wszystkich warunkach pracy silnika i świecy.

Do zrealizowania wyładowania iskrowego koniecznym jest przyłożenie napięcia między elektrodami zawartego w granicach 15 ÷ 5 kV. Pierwsza wartość odnosi się do warunków pracy na ziemi, druga na wysokości.

Wszystkie inne własności świec są związane z tymi dwoma i stanowią wymagania wtórne uzależnione od konstrukcji lub materiałów stosowanych na poszczególne części. O tych ostatnich decyduje więc wytwórca.

3. RODZAJE ŚWIEC.

Pod względem zastosowania dzielimy świece na *lotnicze i samochodowe.* Zasadnicza różnica polega jedynie na jakości wykonania, z którą wiąże się pewność działania. Świece lotnicze wykonane są o wiele dokładniej oraz poddaje się je bardziej szczegółowej kontroli, zarówno w czasie produkcji jak i przy odbiorze.

Rozróżniamy również *świece do silników tłokowych i świece dla silników odrzutowych.* Świece silników odrzutowych posiadają na ogół znacznie większą przerwę iskrową oraz różnią się od świec silników tłokowych kształtem elektrod bocznych.

Pod względem konstrukcyjnym świece dzielą się na: *rozbieralne i nierozbieralne.* Świece pierwszego rodzaju dają się demontować na poszczególne elementy, co umożliwia oczyszczanie.

Drugą cechą konstrukcyjną jest wielkość gwintu do gniazda świecy.

Rozmiar tego gwintu decyduje o gabarycie świecy, ten ostatni zaś wpływa na kształt przestrzeni spalania i głowicy.

Ze względu na własności elektryczne rozróżnia się świece: *ekranowane i nieekranowane.* Ekranowane świece posiadają zewnętrzną osłonę metalową, chroniącą aparaturę radiową od zaburzeń, jakie powstają przy wyładowaniach iskrowych układu zapłonowego nieekranowanego.

Pod względem rodzaju wyładowania dzielą się one na: *świece o wyładowaniach iskrowych, jarzeniowych,* oraz *iskrowo-jarzeniowych.* Pierwszy rodzaj stosuje się w silnikach tłokowych, dwa ostatnie zaś stosuje się obecnie w silnikach odrzutowych.

Z punktu widzenia pracy silnika istnieją świece *„zimne“ i „gorące“.* Są to określenia potoczne, ilościowo tę sprawę ujmuje tzw. *„wartość cieplną świecy“*, o czym będzie dalej mowa. Świece „zimne“ posiadają wysoką wartość cieplną, świece „gorące“ zaś — niską.

4. KONSTRUKCJA ŚWIEC.

Świece silników tłokowych muszą zachować szczelność przy różnicy ciśnień po stronie wewnętrznej i zewnętrznej świecy dochodzącej do *40 kG/cm²*. Z tego powodu ich konstrukcja musi być przystosowana przede wszystkim do tego warunku.

Rysunek *1* przedstawia trzy rozwiązania świec dla silnika tłokowego:

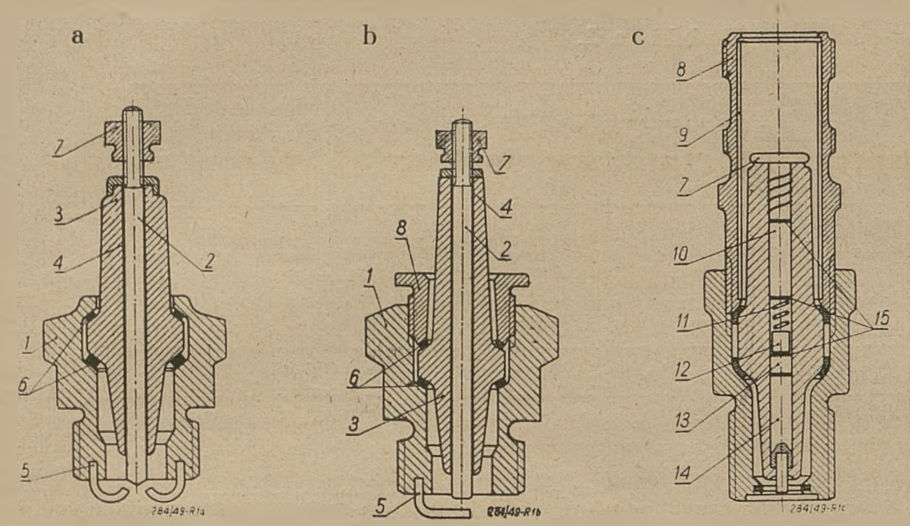
1a. — świeca typu samochodowego, nierozbieralna o zawalcowanym izolatorze elektrody środkowej,

1b. — świeca rozbieralna nieekranowana,
1c. — świeca lotnicza ekranowana.

Numeracja poszczególnych części świecy jest jednakowa dla wszystkich szkiców. Oznaczenia poszczególnych elementów podane są pod rysunkiem.

Oprawki *1* wykonuje się ze stali zwykłej, maszynowej. Rozwartość klucza oraz gwinty muszą być zgodne z normami, które przewidują następujące wymiary gwintu dla oprawki świecy: *M8, M10, M12, M14, M18* i *M22.* Skok gwintów *1,25* prócz *M18 × 1,5* i *M22 × 1,5.* Dla ochrony przed korozją powleka się oprawki warstwą ochronną np. przez oksydowanie, chromowanie itp.

Elektrody środkowe *2*, jak również boczne *5*, wykonuje się z materiałów odpornych na korozję chemiczną (przeciw działaniu np. czteroetylku ołowiu), oraz erozję elektronową wywołaną iskrzeniem. Materiałami takimi są: tugsten, nikiel, stopy platyny z irydem oraz stale o dużej zawartości niklu. Najbar-



Rys. 1. Przekroje typowych świec; 1a — świeca nierozbieralna, nieekranowana, 1b — świeca rozbieralna nieekranowana, 1c — świeca ekranowana.
Oznaczenia: 1 — oprawka, 2 — elektroda środk., 3 — izolator elektrody środkowej, 4 — uszczelka elektrody środkowej, 5 — elektrody boczne, 6 — uszczelki izolatora, 7 — zaczep przewodnika elektrycznego, 8 — nakrętka, 9 — dodatkowa izolacja, 10 — opór węglowy 1000 Ω, 11 — sprężynka dociskowa, 12 — wkładka stalowa, 13 — tulejka szklana, 14 — elektroda srebrna z końcówką platynową, 15 — wkładki pośrednie.

dziej odpornym na korozję jest tungsten, który jednak z powodu swej kruchości rzadko jest stosowany, szczególnie na elektrody boczne, które muszą się dać odginać ze względu na regulację przerwy iskrowej. Znaczną odporność na erozję elektronową wykazują: platyna (4-krotnie lepsza od niklu) oraz iryd (5-krotnie).

Izolator elekrody środkowej 3 jest częścią świecy najbardziej odpowiedzialną i nastręczającą najpoważnejsze trudności w produkcji. Muszą go cechować następujące własności:

1. wysoka odporność na przebicie,
2. duża zdolność do odprowadzania ciepła (odp. przewodnictwo i odp. konstrukcja),
3. dobra szczelność (nie może być porowaty),
4. wysoka wytrzymałość na docisk (ok. 60 kG/mm^2).

Siła wywierana, przy zawalcowaniu, względnie zaciskaniu nakrętki wynosi zazwyczaj około 4000 kG.

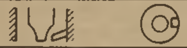
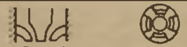
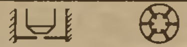
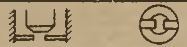
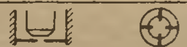
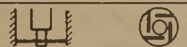
Wielką rolę gra porowatość powierzchni izolatora. Wskutek porów następuje zanieczyszczenie izolatora w głąb, prowadzące z jednej strony do chemicznego powiązania materiału np. miki ze związkami ołowiu, co zmniejsza jego odporność na przebicie, z drugiej zaś — do wywołania samozapłonu w cylindrze silnika.

Najlepiej nadają się na izolatory materiały ceramiczne. Pozwalają one przy odpowiednim opracowaniu technologicznym skonstruować świecę o minimalnych rozmiarach przy zachowaniu wymaganych właściwości izolacyjnych.

Tablica 1.

L. p.	Materiał	Ciężar właściwy	Współczynnik przew. ciepła		Temp. topliwości	Wytrz. na docisk	Wsp. rozszerz. liniow.	Oporność właśc. przy 600°C	Uwagi
		G/cm^3	$\frac{kcal}{m.h.°C}$	przy t°C	°C	kG/cm^2		cm	
1.	Mika	2,6 ÷ 3,2	0,3	0	1300	—	—	$6 . 10^7$	rozpada się tracąc wodę krystaliczną
2.	Porcelana	2,3 ÷ 2,5	0,7 ÷ 0,9	0	1670	3000	$4,3 . 10^{-6}$	—	bardzo krucha
3.	Stealit	2,6 ÷ 2,7	1,4	100 ÷ 200	1650	4500—6000	$8,2 . 10^{-6}$	$1.3 . 10^4$	
4.	Sillaminit	2,4	1.45	—	1816	5000—6000	$3,5 . 10^{-6}$	$3,1 . 10^5$	
5.	Pyranit	2,6	1,6	100 ÷ 200	—	—	—	—	
6.	Sintorkorund	3,78	10,5 ÷ 16,8	100 ÷ 200	2050	5000—8000	$7,5 . 10^{-6}$	$1,9 . 10^{10}$	ostatnio stosowany w Anglii
7.	Sintox	—	—	—	—	—	—	—	jak 6
8.	Zircrund	—	—	—	—	—	—	—	jak 6

Tablica 2.

L.p.	Konstrukcja elektr.	Materjał elektrody środkow.	Materjał elektrody bocznej	Silnik	Śred. erozja elektrod mm/godz.	Uwagi
1		Stal	Nikiel	Jupiter VIII F	0,0178	
2		Stal nikl.	Nikiel	Merlin I	0,0127	
3		Stal nikl.	Nikiel	Kestrel X	0,0127	Hamownia
4		Stal nikl.	Nikiel	Kestrel V	0,0102	
5		Stal nikl.	Plat.-Iryd	Cyclone	0,0084	
6		Stal nikl.	Stal nikl.	Kestrel X	0,0089	Hamownia
7		Nikiel-Mang	Nikiel	Cyclone	0,0084	
8		Nikiel	Nikiel	Kestrel V	0,0081	
		Nikiel	Nikiel	Kestrel X	0,0058	
9		Stal nikl.	Plat.-Iryd	Mercury IX	0,0071	
10		Stal nikl.	Nikiel	Pegasus III	0,0056	
11		Stal nikl.	Nikiel	Merlin II	0,0051	
		Stal nikl.	Nikiel	Pegasus III	0,0046	
12		Platyna	Platyna	Rapier VI	0,0038÷0,0051	
		Platyna	Platyna	Merlin II	0,0038	
13		Stal nikl.	Stal	Cheetah IX	0,0038	
14		Stal nikl.	Plat.-Iryd	Merlin II	0,0038	
15		Plat.-Iryd	Plat.-Iryd	Merlin II	0,0038	
16		Nikiel	Nikiel	Pegasus XX	0,0025	Hamownia

Znacznie gorszym, lecz bardziej rozpowszechnionym materiałem jest mika. Jest ona krucha i posiada mniejsze przewodnictwo cieplne; musi też posiadać jak najmniej zanieczyszczeń, szczególnie związków żelaza, gdyż zmniejszają one odporność na przebicie. Powierzchnia izolatora wykonanego z warstw miki nie jest tak idealnie gładka jak izolatora ceramicznego. Mika łatwo wiąże się ze związkami chemicznymi zawartymi w paliwie lub spalinach stając się przewodnikiem elektrycznym. Jest ona nieodporna na wysokie temperatury.

Materiały używane na izolatory świec oraz ich własności fizyczne podane są w tablicy 1.

Ostatnie trzy materiały są to spiekane tlenki aluminium z dodatkiem niewielkiej ilości krzemu.

Uszczelka elektrody środkowej *4* wykonana jest z miedzi elektrolitycznej. Ma ona na celu ewentualne wyrównanie różnic wywołanych odmiennymi współczynnikami rozszerzalności poszczególnych materiałów izolatora a tym samym zachowanie szczelności świecy przy podwyższaniu temperatury. Uszczelka ta nie zawsze jest stosowana.

Elektroda boczna 5 może być pojedyńcza jak np. w świecach samochodowych, jednak w świecach lotniczych stosuje się zwykle dwie lub więcej ze względu na pewność działania. Zasadniczą cechą elektrod bocznych jest dobór kształtu końcówki, który musi być przystosowany do kształtu elektrody środkowej. Szczelina między tymi elektrodami musi posiadać wspólne, równoległe, tworzące o długości co najmniej równej średnicy elektrody bocznej względnie jej grubości. Ten warunek przedłuża znacznie życie świecy ze względu na elektronową erozję elektrod.

Przy ostrych krawędziach elektrod erozja postępuje bardzo gwałtownie. Elektrody boczne wykonuje się z materiału takiego jak elektrody środkowe o ile ten ostatni pozwala na regulację przerwy iskrowej przez gięcie. Wpływ konstrukcji elektrod na erozję podaje tablica 2.

Uszczelki izolatora *6* wykonywa się przeważnie z miedzi elektrolitycznej, choć firmy angielskie stosują również uszczelki stalowe. Szczelność uzyskuje się przez zgniot.

Zaczep przewodnika elektrycznego 7 jest znormalizowany i wykonuje się z dobrych przewodników elektrycznych odpornych jednocześnie na korozję chemiczną atmosfery.

Istotną różnicą świecy ekranowanej w stosunku do świec przedstawionych na rysunku *1a* i *1b* jest wydłużenie nakrętki *8* oraz dodatkowa izolacja cera-

miczna *9*. Nakrętka ta spełnia rolę ekranu elektrycznego, który osłania złącze styku 7 z przewodem prądu iskrownika. Do tej nakrętki mocowany jest ekran samego przewodu dzięki gwintowanemu jej zakończeniu. Na szkicu *1c* przedstawiona jest też inna konstrukcja elektrody środkowej, bardziej odpowiednia dla świec ekranowanych. Elektroda ta posiada opór węglowy *1000* Ω poz. *10*. Ma on na celu zmniejszenie zużycia elektrod spowodowanego ekranowaniem. Opór ten redukuje niekiedy nawet w *75%* erozję elektronową wywołaną obecnością ekranu (por. tablica 3). Wytłumaczenie samego zjawiska zwiększenia erozji wskutek stosowania ekranu podane jest dalej.

11 — jest to sprężynka służąca za element elastyczny przy zmianach temperatur, *12* — wkładka stalowa, 13 — tulejka szklana wtopiona w izolator, a mająca na celu zapewnić szczelność świecy, *14* — elektroda srebrna z końcówką platynową względnie irydową, *15* — wkładki pośrednie z miedzi elektrolitycznej.

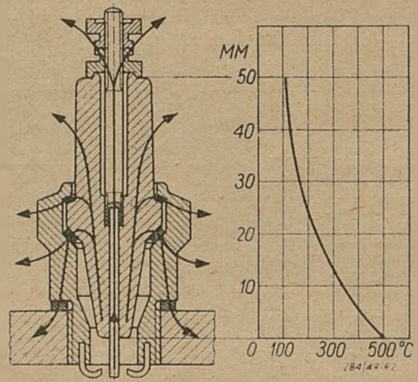
5. WŁASNOŚCI CHARAKTERYSTYCZNE.

5.1 Wartość cieplna świecy.

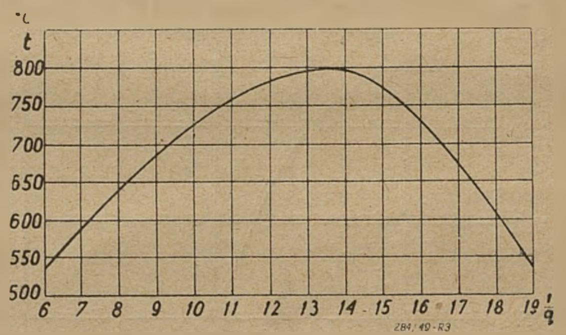
Nazywamy tak czas, wyrażany w sekundach, liczony od chwili obciążenia specjalnego silnika pracującego w ściśle określonych warunkach na świecy cechowanej, do chwili wystąpienia pierwszego objawu samozapłonu. Wartość cieplna decyduje o temperaturze przy jakiej świeca pracuje. Temperatura ta nie może być zbyt niska, aby świeca mogła się sama czyścić przez spalanie na jej powierzchni węglowodorów, które osadzając się na niej przy niskiej temperaturze, mogą spowodować przerwanie pracy. Temperatura samooczyszczania się świec wynosi około *400° C*. Z drugiej strony wartość cieplna nie może być za wysoka, by nie wywołać samozapłonów obniżających moc silnika oraz aby zachowana była dostateczna długowieczność świecy. Ten ostatni warunek jest szczególnie ważny dla świec z izolacją mikową. Mika w temperaturze powyżej *600° C* szybko traci wodę krystaliczną i rozpada się na proszek, przy czym izolator i świeca ulegają zniszczeniu. Właściwy rozkład temperatur na świecy przy dobraniu odpowiedniej wartości cieplnej uwidacznia rysunek *2*.

Na rozkład ten wpływa ilość ciepła odprowadzana przez świecę, ta zaś zależy, jak to było podane od konstrukcji świecy i współczynników przewodzenia poszczególnych materiałów. Jak widać z rysunku 2 najwięcej ciepła odpływa przez oprawkę.

Z konstrukcji można jedynie przypuszczać czy dana świeca należy do „gorących" czy „zimnych"; właściwy wybór wartości cieplnej świecy w odniesieniu do użytkowanego silnika można stwierdzić na podstawie wyglądu świecy po kilku godzinach pracy. Świeca taka posiada wówczas nieskorodowane, jasne elektrody, niewielki bronzowy osad na izolatorze oraz niewielki ciemno-szary osad na oprawce od strony wewnętrznej. Świeca „zimna" jest po pracy zanieczyszczona na całej wewnętrznej powierzchni znacznej grubości warstwą matowego, wilgotnego, względnie błyszczącego suchego, czarnego osadu. Wywołane jest to spadkiem temperatury świecy poniżej temperatury samooczyszczania. Świeca „gorąca" jest obłożona osadem czerwonym, szarym lub żółtawym zależnie od rodzaju paliwa, przy czym często widoczna jest w tym wypadku daleko posunięta erozja elektrody środkowej. Oczywiście przy takim dobieraniu świecy do danego silnika należy zachować prawidłowe warunki pracy silnika, gdyż np. temperatura świecy zależy od składu mieszanki jak to wynika z rysunku *3*.



Rys. 2. Prawidłowy rozkład temperatury wzdłuż świecy.



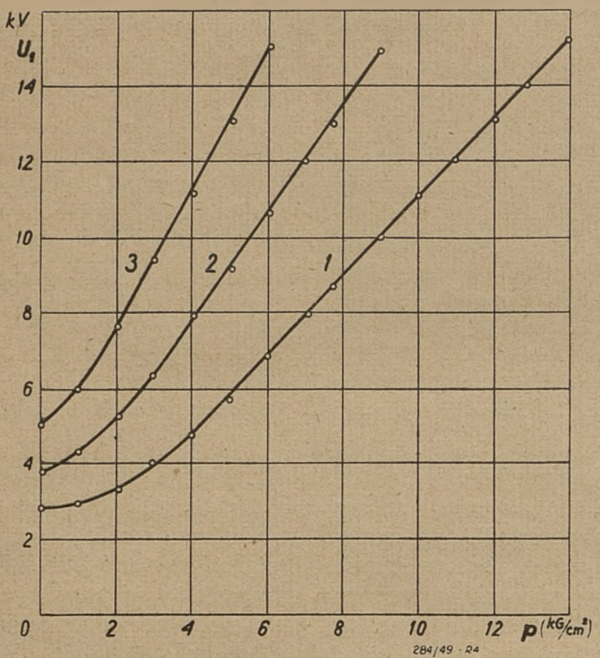
Rys. 3. Zależność temperatury świecy t od ciężarowego stosunku powietrza do paliwa w mieszance 1/q.

Nie zachowanie właściwych warunków pracy może spowodować całkowicie błędną ocenę. Właściwe przystosowanie wartości cieplnej świec lotniczych do silnika użytkowanego można przeprowadzić jedynie przez badania na hamowni, względnie przez specjalne badania w powietrzu.

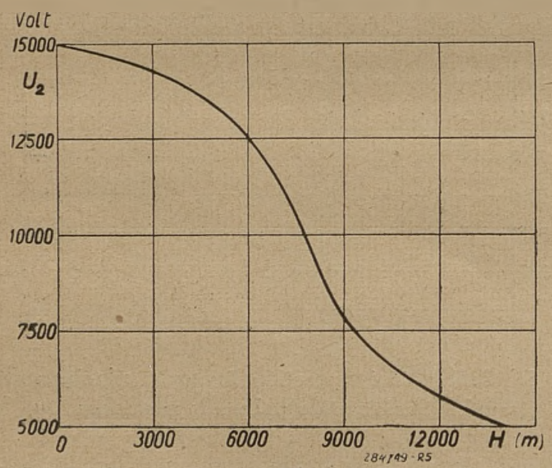
Świece obecnie wykonywane posiadają następujące wartości cieplne: *35, 45, 75, 95, 125, 145, 175, 190, 225, 250, 275, 310, 380, 400, 480* i *500*.

5.2 Wielkość przerwy iskrowej między elektrodą środkową i bocznymi.

Wielkość przerwy pomiędzy elektrodami ograniczona jest napięciem prądu iskrownika potrzebnym do wywołania iskry. Rysunek *4* podaje wielkość wymaganego napięcia w zależności od ciśnienia panującego w przestrzeni spalania, dla trzech różnych przerw iskrowych; na rys. *5* podana jest natomiast zmiana napięcia prądu iskrownika z wysokością lotu.



Rys. 4. Zależność napięcia U_1, potrzebnego do wywołania iskry na świecy, od ciśnienia w komorze spalania *p* dla różnych wielkości przerwy iskrowej; 1 — przerwa iskrowa *0,3* mm; 2 — przerwa *0,5* mm, 3 — przerwa *0,8* mm.

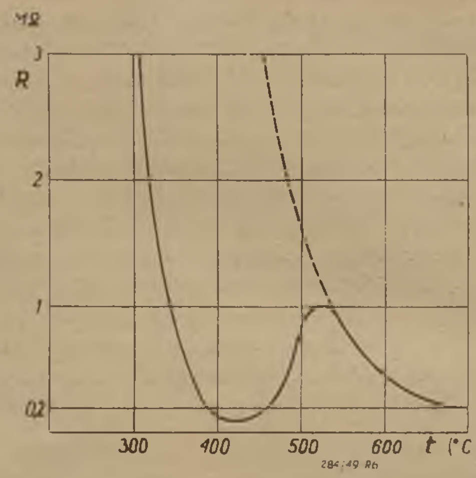


Rys. 5. Zależność napięcia U_2 dawanego przez iskrownik od wysokości lotu *H*.

Do przebicia przerwy powietrznej *0,25 mm* konieczna jest różnica napięć przynajmniej *5500* V. Warunek ten zgodnie z wykresem 5 ogranicza wysokość, przy której może jeszcze pracować taka świeca do 12500 m. Przy szczelinie *0,5 mm* napięcie przebicia wzrasta do wartości *8500 V* co odpowiada max. wysokości lotu tylko *8500 m*. W wypadku, gdyby pilot przy tej przerwie na świecy chciał osiągnąć większą wysokość mógłby się spotkać z zaburzeniem w pracy silnika na skutek braku iskry. Normalnie stosuje się w silnikach tłokowych niskoprężnych przerwę iskrową wielkości 0,3 — 0,5 mm.

5.3 Opór izolacji.

Ze względu na przebicie opór izolacji świec powinien wynosić $2M\Omega$, a nie może spaść w żadnym wypadku poniżej $0{,}2M\Omega$. Poważnym czynnikiem obniżającym opór izolacji jest temperatura elektrod, której wpływ widoczny jest z rysunku 6.



Rys. 6. Zależność oporu izolacji *R* od temperatur *t*.

Jak widać z tego wykresu najniekorzystniejszym obszarem temperatur pracy świecy jest *360 ÷ 450°C*. W granicach temperatur *450 ÷ 590°C* świeca pracuje bez zarzutu. Uwzględniając omówione poprzednio powody ten obszar temperatur jest najbardziej właściwym dla pracy świec wszelkiego rodzaju. Chcąc sprawdzić dobór wartości cieplnej świec odnośnie danego silnika, można wywiercić w elektrodzie środkowej otwór, wprowadzić weń termoparę sięgającą aż do paru milimetrów przed końcem elektrody i mierząc temperaturę świecy stwierdzić czy zawiera się ona w przewidzianych granicach.

5.4 Wytrzymałość na przebicie.

Opór izolacji nie jest jednak zawsze miarodajnym dla oceny izolatora i dla tego izolator musi być odporny na przebicie prądem zmiennym przy powiększaniu napięcia od 0 do wartości *10kV*, z szybkością *1kV/10 sek*. Dla świec lotniczych warunki przebicia uwzględniają zmianę ciśnienia barometrycznego z wysokością: świece lotnicze nie mogą ulec przebiciu prądem iskrownika (poza przerwą iskrową) przy napięciu 7,5 *kV* i przy ciśnieniu po stronie wewnętrznej świecy wynoszącym *20 kG/cm²* oraz po stronie zewnętrznej *0,333 kG/cm²*.

5.5 Szczelność świecy.

Ze względu na jakość pracy silnika świeca musi być szczelna, to jest nie może przepuszczać więcej powietrza niż:

100 cm³ na minutę dla świec nierozbieralnych,
150 cm³ na minutę dla świec rozbieralnych.

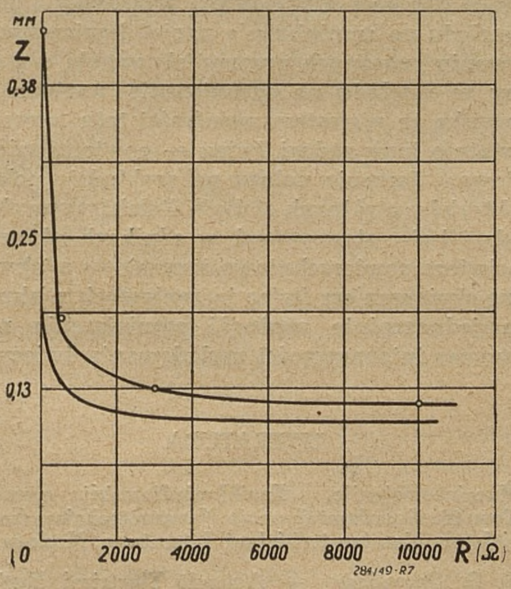
Przy badaniu świecy na szczelność przewidziane są następujące warunki: ciśnienie po stronie wewnętrznej świecy *30 kG/cm²*, ciśnienie zewnętrzne *1 kG/cm²*, temperatura otoczenia *15°C*. Spełnianie tych warunków zapewnia dostateczną szczelność świec przy ich pracy na silniku.

5.6 Ekranowanie.

Ekranowanie świec lotniczych ma na celu uniknięcie zaburzenia w pokładowych instalacjach radiowych spowodowanego pracą iskrowników lub cewek zapłonowych. Z punktu widzenia długowieczności świecy ma ono wpływ ujemny. Przewód elektryczny, prowadzący od uzwojenia wtórnego iskrownika do świecy, otoczony metalową osłoną, stanowi pod względem elektrycznym kondensator o znacznej pojemności. W chwili przerwania obwodu kondensator ten wyładowuje się i wówczas przez świecę płynie prąd o natężeniu od *30* do *150 A*, podczas gdy przy normalnej pracy bez ekranu prąd ten wynosi zaledwie *0,7 A*. Przy tak dużym prądzie wyładowanie iskrowe na elektrodach jest bardzo energiczne i powoduje ono nadmierne zużycie elektrod co widoczne jest z tablicy *3* a co omówione zostało poprzednio. Zmniejszenie erozji elektrod wskutek stosowania oporów widoczne jest z tablicy *3* oraz wykresu na rys. nr. 7.

Tablica 3. Zużycie elektrod w mm.

Jakość przewodu wysokiego napięcia.	Iskrownik		Cewka z prądnicą	
	Ilość godzin pracy			
	20	40	20	40
Nieekranowany dług. *1,80 m.*	0,18	0,32	0,16	0,32
Ekranowany dług. *1,80 m.*	0,34	0,57	0,24	0,44
Ekranowany dług. *1,80 m.* z oporem *1000* Ω	0,09	0,18	0,11	0,22



Rys. 7. Wpływ wielkości oporu *R* na zużycie elektrod świecy *z*.

Doświadczenia te przeprowadzono na silniku *Kestrel-X* ze świecami *Lodge A2—2*. Początkowa przerwa iskrowa *0,3 mm*.

Należy zwrócić uwagę iż dla kompensacji tego zjawiska stosowanie oporów *1000* Ω między uzwojeniem iskrownika, a przewodem ekranowym jest bezcelowe, jak również powiększanie wartości tegoż oporu.

Dla uniknięcia zjawiska erozji wywołanego obecnością ekranu, niektóre amerykańskie wytwórnie silnikowe zastosowały cewki wysokiego napięcia bezpośrednio przy świecach, co zapobiega powstaniu kondensatora w formie ekranu.

6. DŁUGOWIECZNOŚĆ ŚWIECY.

Pod tym terminem rozumie się ilość godzin pracy świecy do chwili jej zniszczenia. Długowieczność uzależniona jest od: jakości wykonania, materiałów użytych na poszczególne elementy (w szczególności na elektrody i izolator), od zastosowania, sposobu eksploatacji i konserwacji. Jakość wykonania oraz materiały świec ujęte są normami technicznymi i ściśle kontrolowane przez odpowiednie badania. Przez właściwe stosowanie świec użytkownik może mieć wpływ nie tylko na jakość pracy silnika, ale również i na długowieczność świecy. W pierwszym rzędzie odgrywa rolę prawidłowe dobranie wartości cieplnej, aby świeca pracowała w odpowiednich granicach temperatur. Życie świec pracujących na silniku lotniczym jest krótsze, gdyż podlegają one korozji pod wpływem etylizowanej benzyny oraz dodatkowej korozji elektrod skutkiem ekranowania. Te dwa czynniki są jednak nierozerwalnie skojarzone z nowoczesnym silnikiem lotniczym.

Sposób eksploatacji ma ogromny wpływ na życie świecy. Świeca musi być starannie przechowywana, należy się z nią ostrożnie obchodzić, aby przez uderzenia nie uszkodzić izolatora, lub części nagwintowanych. Zabrudzenie świecy, szczególnie zaolejenie elektrod prowadzi do zwiększenia oporów przebicia co powoduje brak iskry względnie nadmierne zużycie elektrod. Ten sam skutek osiąga się przez niewłaściwą regulację szczelin iskrowych, przy czym w silnikach lotniczych jest to wystarczającym powodem do zniknięcia iskry na pewnej wysokości, jak to było poprzednio mówione. Nadmierne zużycie świec może być również spowodowane niewłaściwym paliwem np. posiadającym nadmiar środka antydetonacyjnego, lub pracą silnika przy źle dobranej pod względem ilościowym mieszance. Rezultatem tego ostatniego jest przepalenie świecy oraz zanieczyszczenie twardym, względnie smolistym osadem, niszczącym świecę w każdym wypadku. Życie świec waha się w granicach *50* :- *400* godzin. W tym czasie mogą być one jedynie umiejętnie czyszczone oraz można regulować szerokość przerwy iskrowej. Wszelka tzw. „regeneracja" świec prawidłowo wykonanych jest bezcelowa, a przeprowadzana przed końcem życia świecy jedynie znakomicie przyśpiesza zniszczenie dobrych świec.

7. CECHOWANIE ŚWIEC.

Dla określenia rodzaju świecy firmy wytwórcze cechują świece stosując określony znak na świecy, jak np. barwny pasek na izolatorze ceramicznym,

znak „*A5*" itp. Oznaczenia te są jednak inne dla każdej wytwórni i bez katalogu, względnie szyfru tej wytwórni jest niemożliwe oznaczenie rodzaju świec. Np. firma angielska *Lodge* oznacza wartość cieplną jak na tab. *4a*.

Tabela 4a — oznaczenie wartości cieplnej przez firmę *Lodge*.

cecha	wartość cieplna	cecha	wartość cieplna
BB	*35*	*HH*	*275*
B	*45*	*47*	*300*
C	*95*	*49*	*310 ÷ 380*
H	*145 ÷ 175*	*51*	*440*
H—P	*200 ÷ 250*	*53*	*480 ÷ 500*

Niemcy stosowali ogólnie oznaczenia świec wprowadzone przez firmę *Bosch*. Ponieważ świece tej wytwórni są u nas najbardziej rozpowszechnione, więc przytoczono poniżej w tabeli 4b szyfr oznaczenia świec wg. tej firmy.

Tabela 4b. Znakowanie świec wg. firmy Bosch.

cecha	oznacza	cecha	oznacza
D	rozbieralna	*Z*	gwint *M 8*
K	specjalna	*175**	wartość cieplna
M	gwint *M 18*	*E*	ekranowana
W	„ *M 14*	*T*	izolacja ceramiczna
X	„ *M 12*	*G*	izolacja mikowa
U	„ *M 10*	2*	rozwartość klucza, długość gwintu itp. wg. norm *Boscha*

*) cyfry przykładowe

Jeśli cecha świecy nie zawiera któregoś ze znaków podanych w tab. *4b*, to znaczy iż dana świeca nie należy do tego rodzaju; np. brak litery *E* oznacza świecę nieekranowaną. Kolejność znaków cechy jest przestrzegana wg. wzoru:

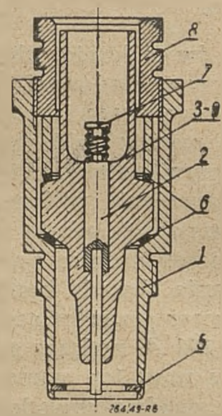
DKM175ET2.

8. ŚWIECE SILNIKÓW ODRZUTOWYCH.

Świece silników odrzutowych są trzech rodzajów:

1. iskrowe,
2. jarzeniowe,
3. iskrowo-jarzeniowe.

Pierwsze z nich różnią się w zasadzie od świec silników tłokowych tylko kształtem elektrody bocznej oraz delikatniejszą konstrukcją elementów, nie narażoną na tak wysokie ciśnienia; toteż uwagi poczynione poprzednio w stosunku do świec silników tłokowych odnoszą się i do nich. Posiadają one tylko jedną elektrodę boczną, ukształtowaną jako pierścień kołowy współosiowy z elekrodą środkową wg. rysunku *8*. Stosowanie tego rodzaju elektrod jest dogodne ze względu na korozję a możliwe ze względu na to, że pracując w niskich ciśnieniach, gdyż tylko do około *3,5 kG/cm²*, nie wymagają tak dużych napięć jak świece poprzednio omawiane.



Rys. 8. Świeca iskrowa dla silnika odrzutowego; 1 — oprawka, 2 — elektroda środkowa, 3 — 9 izolator elektrody środkowej, 5 — elektroda boczna; 6 — uszczelka izolatora, 7 — zaczep, 8 — nakrętka.

Celem umożliwienia zapłonu mieszanki przy stosunkowo dużej przestrzeni komory spalania zwiększono w tych świecach wielkość przerwy iskrowej, która dochodzi do *3,5 mm*. Przy tak wielkich przerwach iskrowych stosuje się jednak przerwy wstępne o szerokości *0,5 mm*, aby nie istniała konieczność nadmiernego zwiększenia napięcia. Ze względu na warunki pracy świec silników odrzutowych, a szczególnie z racji wysokich temperatur, życie tych świec ogranicza się przeważnie do kilku godzin (świece niemieckich silników odrzutowych pracowały 3 godziny). Ze względu na zmniejszanie napięć koniecznych przy stosowaniu znacznych przerw iskrowych, a z drugiej strony ze względu na ograniczenie napięcia pradu iskrownika ze wzrostem wysokości lotu, wprowadzono ostatnio inny rodzaj świec — powierzchniowo-jarzeniowe. Jarzenie polega na rozkładzie pola kilku dielektryków o różnych stałych dielektrycznych. Trzeci rodzaj świec stosowanych w silnikach odrzutowych są to świece powierzchniowo-jarzeniowe z iskrzeniem. Są one skojarzeniem świec jarzeniowych z iskrowymi, dając jednocześnie możność zmniejszania napięcia pracy oraz intensywności wyładowania świecy iskrowej.

LITERATURA.

1. Maszinostrojenije. Enciklopiediczeskij sprawocznik. Tom 10. Gosudarstwiennoje Naucznotechniczeskoje Izdatielstwo Maszinostroitielnoj Literatury. Moskwa 1948.
2. F. G. Spreadbury — Aircraft Electrical Engineering. London 1947.
3. Combined Intelligence Objectives JTEM 26. R. Bosch. Stuttgart.
4. G. E. Bairsto. Wichtige Gesichtspunkte für die Entwicklung der Zündanlagen der Flugmotoren Übersetzt aus: Sonderdr. der R. Ae. Society (11 2 1939). Luftfahrtschriftum der Auslandes Nr. 4/5 1939.

Inż. B. MIELNIKOWA
Główny Instytut Lotnictwa.

Rozwój metod badań oceny wartości przeciwstukowej paliw

DAWNE METODY BADANIA PALIW.

Własności antydetonacyjne paliw dla silników z zapalaniem od iskry jeszcze przed wojną były podstawą do oceny wartości paliwa. Wyrażano je pod postacią tak zwanej „liczby oktanowej“ a mierzono przez porównanie z własnościami antydetonacyjnymi paliw wzorcowych.

Za główne wzorce przyjęto węglowodory: czysty izooktan o umownej liczbie oktanowej *100* i czysty heptan o umownej liczbie oktanowej *0*. Przez mieszanie izooktanu z heptanem otrzymano skalę paliw wzorcowych o liczbach oktanowych od *0* do *100*. Liczba oktanowa każdego paliwa wzorcowego była równa procentowej zawartości w nim izooktanu.

Liczba oktanowa zatem paliwa badanego była równa procentowej zawartości izooktanu w paliwie wzorcowym, które pod względem detonacji było równowartościowe z badanym.

Pomiarów liczby oktanowej dokonywano na specjalnych jednocylindrowych silniczkach, które nosiły nazwę silników *CFR*.

Metody: „Research Method“ i „Motor Method“.

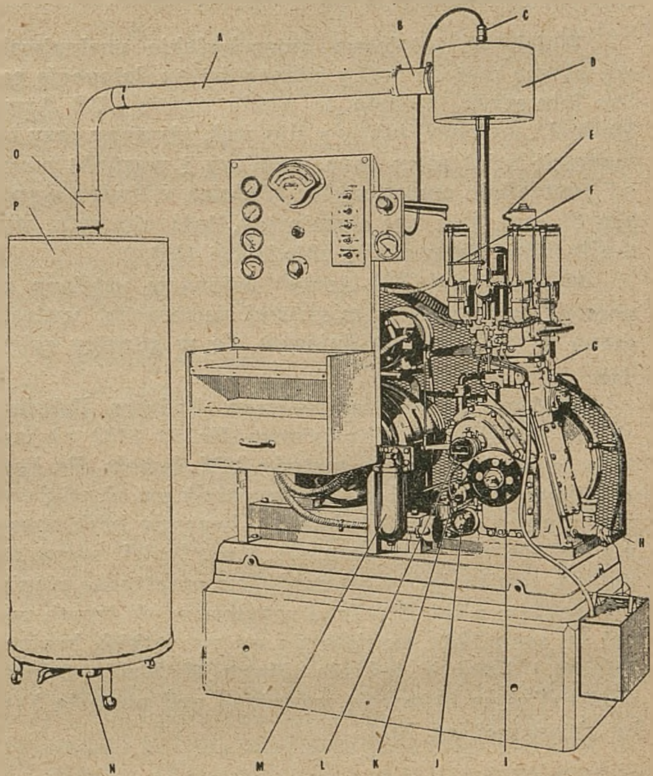
Jeszcze przed wojną istniało kilka odmian tych silniczków i w związku z tym kilka metod badania liczby oktanowej. Najbardziej rozpowszechnionymi metodami były *„Research Method“* i *„Motor Method“*.

Dla tych dwu metod silniczki CFR miały jednakowe wymiary i podobne warunki pracy.

średnica cylindra	*82,6 mm*
skok tłoka	*114,3 mm*
robocza objętość cylindra	*0,613 litra*
stopień sprężania	*4 do 10*
temp. cieczy chłodzącej	*100°C*
tłok	żeliwny
regulacja gaźnika	na maximum detonacji (przy teoretycznym składzie mieszanki paliwo-powietrze)
obroty	*600* obr/min przy metodzie RM *900* obr/min przy metodzie MM.

W tabeli I zestawiono wyniki otrzymane przy pomiarach liczby oktanowej polskich benzyn lotniczych, wykonane obu metodami przez IBTL przed wojną [4].

Przy obydwu pierwszych metodach pomiar detonacji odbywał się za pomocą specjalnego urządzenia, zwanego *stukomierzem*. Działanie stukomierza polega na tym, że ciśnienie powstające w komorze spalania w czasie detonacji jest przekazywane za pomocą elastycznej membrany i iglicy detonacyjnej, znajdującej



Rys. 1. Silnik CFR ASTM do pomiaru metodą „Motor Method“ wg. norm ASTM (D 357 — 47).
A — rura doprowadzająca powietrze, B — połączenie przewodów giętkich, C — końcówka podgrzewacza osadnika, D — osadnik, E — połączenie wodne kondensatora, F — termometr powietrza wlotowego, G — Mikrometr do oznaczania wysokości głowicy, H — wskaźnik poziomu oleju, I — skala do nastawiania zapłonu, J — wyłącznik grzejnika olejowego, K — cewka zapłonowa, L — przerywacz, M — filtr olejowy, N — ściek wieży chłodzącej, O — połączenie przewodów giętkich, P — wieża lodowa.

Tabela 1.

Paliwo	liczba oktanowa RM	liczba oktanowa MM
Benzyna lotnicza E	*70*	*58*
Benzyna lotnicza S	*74*	*73*
Benzyna samochodowa	*57*	*56*
Benzyna lotnicza krajowa	*62*	*62*
Gazolina stabil.	*74*	*75*
Mieszanka benzyny ze spir. *80/20*	*82*	*78*
Mieszanka benzyny ze spir. i benzolem *80/20/10*	*86*	*79*
Mieszanka samochodowa handlowa	*115*	*87*

się w styku z membraną. Iglica unosząc się ku górze każdorazowo zamyka obwód prądu stałego, w który włączony jest grzejnik z termoparą. Napięcie prądu, powstające w termoparze wskazywane jest przez miliwoltomierz i jest miarą intensywności detonacji.

Metoda — „US Army Method".

Wojskowe lotnictwo amerykańskie posługiwało się własną metodą oceny odporności na detonację paliw lotniczych. Metoda ta nosiła nazwę „US Army Method". Jednocylindrowy silniczek używany przy tej metodzie miał nieco inne wymiary i warunki pracy od poprzednio omawianych; średnica cylindra wynosiła 67 mm, tłok był aluminiowy, ilość obr./min. wynosiła 1200, temp. cieczy chłodzącej 165° C.

W metodzie „US Army" detonację ustalano za pomocą temperatury mierzonej termoparą, umieszczoną w otworze, znajdującym się w głowicy cylindra.

Według badań radzieckiego badacza *Zabriańskiego* (Nieftianoje Chozjajstwo *Nr 10 1939 r.*) metoda ta w stosunku do metody MM dawała dla benzyn pierwszej destylacji z czteroetylkiem ołowiu wyniki wyższe o *2* do *3* jednostek, benzyny krakingowe wg. tej metody były oceniane nieco lepiej, natomiast paliwa, zawierające węglowodory aromatyczne oceniano znacznie niżej. Z pośród przytoczonych trzech metod do roku *1939* przyjęła się we wszystkich krajach Europy i Ameryki jedynie „Motor Method". Odporność paliw na detonację wyrażano pod postacią liczby oktanowej wg. MM.

Aviation Method.

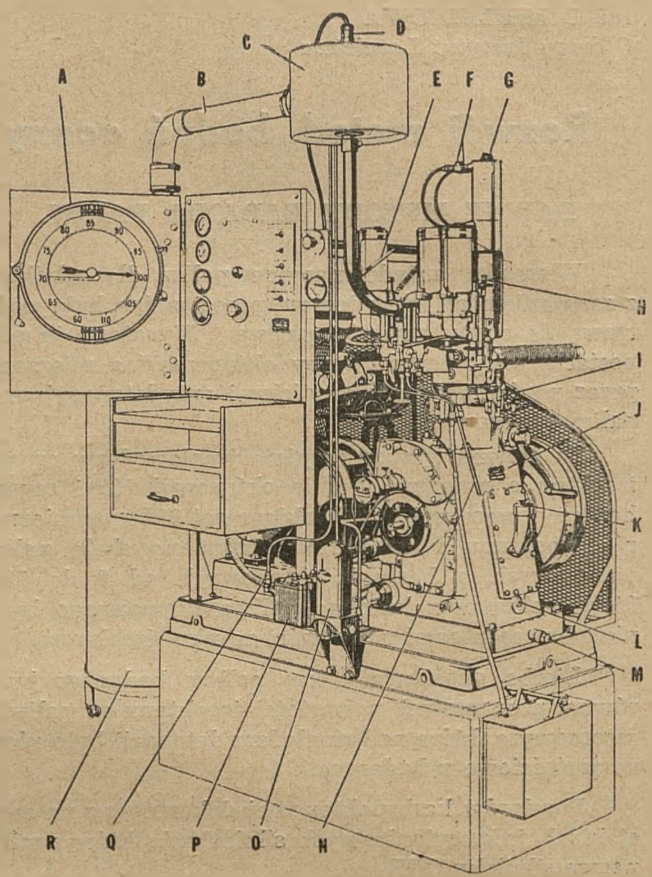
W okresie wojny metoda „US Army" uległa dalszej modyfikacji i przekształciła się w metodę „Aviation Method" (1C). Metoda ta jest używana jeszcze do tej pory jako jedna ze znormalizowanych.

Dane silnika laboratoryjnego:

średnica cylindra	*89* mm
skok tłoka	*114.3* mm
robocza objętość cylindra	*0.612* l
obroty	*1200* obr/min
stopień sprężania	*4 — 10*
temp. mieszanki	*104,4°* C
przedzwrotność zapłonu	*35°* przed ZZ
temp. cieczy chłodzącej	*190°* C (gl kol)
temp. oleju	*65,6°* C
temp. powietrza	*51,7°* C
wskaźnik detonacji	*termopara*

Nowe metody badania paliw.

Jak wiadomo z badań dokonanych jeszcze przed wojną, odporność paliw na detonację zależy od składu chemicznego paliwa i od konstrukcji silników. W okresie ostatniej wojny światowej zaszły duże zmiany w konstrukcji silników lotniczych, w związku z tym wzrosły również wymagania odporności paliw na detonację, co z kolei spowodowało olbrzymi rozwój przemysłu paliw wysokooktanowych, który w roku *1939* był jeszcze w zaczątku. Rozwój ten przyspieszany przez wyjątkowe warunki tj. zapotrzebowanie wojenne, pociągnął za sobą równocześnie konieczność rewizji metod oceny wartości przeciwstukowej paliw. W artykule niniejszym postaram się dać obraz rozwoju tych metod.



Rys. 2. Silnik CFR 1C do oznaczenia liczby oktanowej metodą „Aviation Method".
A — potencjometr, B — rura wlotowa powietrza, C — osadnik, D — końcówka podgrzewacza osadnika, E — termometr podgrzewacza osadnika, E — termometr powietrza wlotowego, F — połączenia dla wody skroplonej, G — korek do napełniania chłodziwem, H — końcówka termopary, I — mikrometr do pomiarów wysokości głowicy, J — karter, K — korek do napełniania olejem, L — wskaźnik poziomu oleju, M — spust oleju, N — dźwignia mocująca cylinder, O — filtr olejowy, P — chłodnica olejowa, Q — wylot rury z chłodnicy, R — wieża chłodząca.

Metoda bogatych mieszanek.

Jeszcze przed wybuchem ostatniej wojny światowej w r. *1939*, wiadomym było, że ogólnie stosowana metoda oceny wartości przeciwstukowej paliw, znana pod nazwą „CFR Motor Method", znormalizowana w USA i wyrażająca własność tę pod postacią „liczby oktanowej" nie jest wystarczającym kryterium zachowania się paliwa w normalnym silniku lotniczym, przy bogatej mieszance tj. w warunkach startu samolotu, przy wznoszeniu się i w locie poziomym na pełnej mocy. Za pomocą metody „CFR Motor Method" można było ocenić jedynie paliwa, mające pracować przy ubogiej mieszance na mocy przelotowej.

Na początku wojny w W. Brytanii komisja składająca się z członków „Institute of Petroleum" oraz Brytyjskiego Ministerstwa Lotnictwa zadecydowała, że paliwa, wykazujące zadawalającą liczbę oktanową w warunkach próby na znormalizowanym silniku CFR mają być badane dodatkowo w specjalnych laboratoriach silnikowych lub laboratoriach fabryk silników lotniczych. Badania dodatkowe przeprowadzono na jednocylindrówkach silników lotniczych lub na rzeczywistych silnikach lotniczych w warunkach zbliżonych do warunków przy starcie tj. przy mieszance bogatszej niż przy próbie na silniku CFR i z zastosowaniem doładowania. Po pewnym czasie ustalono niezbicie, że szereg paliw, wykazujących jednakową liczbę oktanową przy badaniu metodą „CFR Motor Method" zachowywało się niejednakowo przy zastosowaniu doładowania i bogatszej mieszanki w silnikach rzeczywistych. Zdecydowano, że do celów wojskowych koniecznym jest wybieranie paliw, wykazujących wysoką odporność na detonację w warunkach rzeczywistych, ze względu na konieczność startu z możliwie największym ładunkiem bomb i ze względu na taktyczną przewagę wznoszenia się i pościgu dla myśliwców, używających paliw wysokoodpornych na detonację. Stwierdzono tak wielkie różnice pomiędzy niektórymi paliwami, nie różniącymi się liczbą oktanową wg. MM, że zainstalowano do stałych badań jednocylindrówkę silnika lotniczego „Pegasus", którą umieszczono w specjalnie do tego celu przystosowanym budynku.

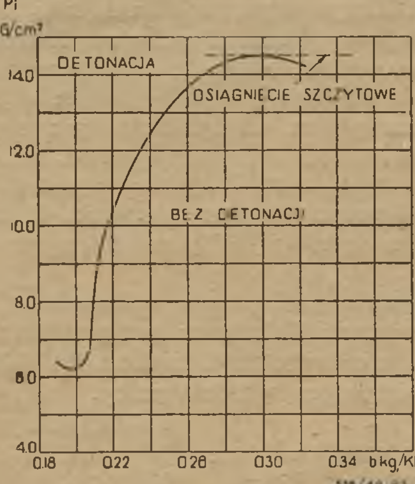
Silnik zmontowano na masywnym bloku betonowym, który spoczywał z kolei na płycie korkowej. Ściany pomieszczenia zbudowane z cegieł, spoczywały na płytach gumowych i były pokryte nieakustycznym materiałem, tłumiącym echo. Duże okno, przez które można było obserwować silnik wykonano z dwu szyb, grubości 22 mm. Drzwi do sąsiedniego pomieszczenia kontrolnego skonstruowano tak, aby zapewnić izolację dźwiękową. Pomieszczenie kontrolne znajdujące się obok pomieszczenia na silnik również wyłożono materiałami nieakustycznymi. W pomieszczeniu kontrolnym, przeznaczonym dla prowadzącego próby, umieszczono duplikaty przyrządów pomiarowych, znajdujących się na silniku. Sprężarka, napędzana silnikiem elektrycznym, była zmontowana w tym samym pomieszczeniu co silnik, przyrządy zaś do regulacji ciśnienia ładowania znajdowały się na tablicy rozdzielczej w pokoju kontrolnym. Na urządzeniu tym uzyskano zupełnie dobrą powtarzalność wyników. Na silniku „Pegasus" wykonano około *2000* pomiarów, po czym na jego miejsce zainstalowano bezzaworowy silnik „Hercules".

Dokładność wykonania oznaczeń zależała od dokładności z jaką udawało się uchwycić początek detonacji, odgłos której trudno było wyłowić w ogólnym hałasie, wywołanym przez pracę silnika. Najlepszą metodą wykrywania w tych warunkach detonacji okazała się metoda słuchowa. Doświadczony badacz, pracując w pomieszczeniu, w którym znajdował się silnik mógł dokładnie rozróżnić detonację w ogólnym hałasie. Jednakże praca w tych warunkach była tak uciążliwa, że nie można było wytrzymać dłużej niż dwie do trzech godzin. Dobudowanie sąsiedniego pokoju kontrolnego miało właśnie na celu uczynienie doświadczeń mniej nużącymi. Stwierdzono, że detonacja może być uchwycona z pokoju sąsiedniego przy lekko otwartych drzwiach, gdyż izolacja akustyczna pochłaniała niskoczęstotliwe dźwięki silnika, nie zatrzymując wysokoczęstotliwych dźwięków detonacji. W ten sposób próby mogły być prowadzone przez jednego badacza osiem do dziewięciu godzin bez przerwy. Aby usprawnić pracę zastosowano elektryczne podgrzewanie powietrza z automatyczną regulacją temperatury oraz filtrowanie i chłodzenie oleju. Odczyt momentu oporowego odbywał się za pomocą urządzenia hydraulicznego z przekaźnikiem w kabinie.

Ustalono następujące warunki pracy dla paliw *100* oktanowych:

stopień sprężania	*8 : 1*
obroty	*2400* obr/min
temp. głowicy cylindra	*185°* C
temp. powietrza na wlocie	*110°* C
przewrotność zapłonu	*29°* przed zwrotem zewnętrznym
temp. oleju wchodzącego	*70°* C

Silnik rozpoczynał pracę od warunków normalnych bez sprężania, po czym stopniowo powiększano ciśnienie ładowania aż do maksymalnego na granicy detonacji. Co *0,105* kG/cm² (*1,5* ψ) ciśnienia ładowania dokonywano pomiarów zużycia paliwa i średniego ciśnienia indykowanego. Specjalnie dokładnie dokonywano pomiarów w punkcie maksymalnej osiągalnej mocy i nieco poza tym punktem. Dla każdego paliwa wykreślano krzywą zależności średniego ciśnienia indykowanego od jednostkowego zużycia paliwa (rys. 3).



Rys. 3. Krzywa średnich ciśnień indykowanych. *pi* — średnie ciśnienie indykowane; *b* — jednostk. zużycie paliwa.

Wobec tego, że silnik pracował przy stałych obrotach, krzywa ta wyrażała zmianę mocy, oddawanej przez silnik na granicy detonacji w zależności od bogactwa mieszanki. Najwyższa osiągnięta cyfra średniego ciśnienia indykowanego nosiła nazwę *szczytowego osiągnięcia*, a tak zwane „rich mixture performance" czyli osiągi przy bogatej mieszance określone były pozycją i kształtem górnej części krzywej, po-

cząwszy od jednostkowego zużycia paliwa *0,26* kg/KMh, wzwyż nieco poza szczytową wartość. Opisana metoda pracy na siln. „Pegasus" była znormalizowana w brytyjskich normach badań paliw w latach 1939 — 1942.

Ponieważ wykonywanie prób na zwykłym silniczku CFR, który różnił się od normalnego silnika lotniczego wielkością, systemem chłodzenia, obrotami itp., wydawało się jednak dużo dogodniejsze niż próby na dużym silniku lotniczym, postanowiono przystosować silniczek CFR do nowego rodzaju prób. Zwiększono obroty, podwyższono temp. chłodziwa, jednakże nadal pomiar wykonywano przy składzie mieszanki, zbliżonym do teoretycznego i w dalszym ciągu otrzymywano różnice pomiędzy wynikami na silniku Pegasus, a wynikami na przerobionym silniczku CFR.

Wreszcie obserwacje doprowadziły do przekonania, że najważniejszym czynnikiem wpływającym na wynik pomiaru wartości przeciwstukowej, jest skład mieszanki. Już w roku 1939 ustalił się pogląd, że paliwo lotnicze powinno posiadać pewną minimalną odporność przeciwstukową tak przy ubogiej jak przy bogatej mieszance. Opracowano więc nową metodę pomiarów wartości przeciwstukowej paliwa na silniku CFR. Przebieg próby był taki sam jak opisano uprzednio dla siln. „Pegasus" tj. wyznaczano krzywą średnich ciśnień indykowanych w zależności od bogactwa mieszanki. Miarą odporności na stukanie była wielkość szczytowego punktu krzywej, który charakteryzuje moc maksymalną, jaką silnik może uzyskać przy pracy na danym paliwie. Nowa metoda oceny wartości przeciwstukowej paliw na zmodyfikowanym silniczku CFR została nazwana „metodą bogatych mieszanek". Krzywą średnich ciśnień indykowanych, charakteryzującą odporność paliw na detonację wyznaczano, począwszy od ściśle teoretycznego składu mieszanki, do bogatszej o *50%*. W samym silniku CFR wprowadzono pewne modyfikacje, jak np. celem uzyskania dokładnego dozowania paliwa zastosowano pompkę paliwową, która wtryskiwała paliwo do rury ssącej przed podgrzewaczem mieszanki. Zastrzyk do rury ssącej zaczynał się *45°* przed ZZ w czasie suwu ssania.

Powiększono przelotność przewodów zasilających, zastosowano dodatkowo podgrzewanie powietrza zmianę przedzwrotności zapłonu itp. Ostatecznie ustalono następujące warunki pracy:

obroty	*900* obr/min
przedzwrotność zapłonu	*19°* przed ZZ
temperatura powietrza	*65,5°* C
temperatura chłodziwa	*100°* C
temperatura mieszanki	*149°* C

Do wykrywania stukań użyto oscylografu, a na miejsce iglicy detonacyjnej wmontowano specjalny elektromagnetyczny przekaźnik ciśnienia. Wyniki podawano pod postacią liczby oktanowej jak przy metodzie „Motor Method". Metodą tą otrzymywano dla niżej oktanowych paliw wyniki względnie porównywalne z wynikami na silniku „Bristol Pegasus"; była to jednak wciąż jeszcze metoda przejściowa.

[1]) Metoda ta stosowana jest również w Związku Radzieckim.

Metoda oceny wartości przeciwstukowej paliw z zastosowaniem ciśnienia ładowania.

(Supercharge Method).

Metodę „Bogatych mieszanek" stosowano do chwili opracowania nowego jeszcze bardziej zmodyfikowanego silnika CFR ze sprężarką. Celem tych zmian było dążenie otrzymania krzywych średnich ciśnień indykowanych jak najbardziej zbliżonych do takich samych krzywych, otrzymywanych przy badaniu paliw na silniku „Pegasus", oraz obniżenie kosztów badań, gdyż próba na silniku „Pegasus" pochłaniała *8* galonów paliwa, a próba na silniku CFR *1* galon. W tym nowym silniku typu CFR wprowadzono następujące zmiany: dano koło zamachowe żeliwne zamiast stalowego aby uzyskać zwiększenie obrotów, przeciwwagi zmniejszono tak aby odpowiadały tłokowi aluminiowemu, tłok zasadniczo wykonano wg. wymiarów żeliwnego, jednak grubość denka i sposób połączenia gniazdek sworznia tłoka z denkiem skonstruowano tak jak dla silników lotniczych. Dzielony kołnierz cylindra zamieniono na pełny, mocniejszej konstrukcji, pozwalającej na zmianę stopnia sprężania jednak nie w czasie biegu. Dodano sprężarkę, dającą ciśnienie ładowania do 2 ata, przepływomierz powietrza, ogrzewacz powietrza i komorę wyrównawczą. Paliwo było dozowane za pomocą pompy CAV tej samej, którą używano przy poprzednim silniku. Silnik został sprzęgnięty z dynamometrem wahliwym dla dokładnego pomiaru mocy. Zawór wydechowy był chłodzony sodem metalicznym. Ostatecznie ustalono następujące warunki pracy:

stopień sprężania	*7,25 : 1*
obroty	*2400* obr/min
temp. chłodziwa	*150°* C
temp. powietrza wlotowego	*150°* C
przedzwrotność zapłonu	*35°* C przed ZZ

Pomiary na tym urządzeniu wreszcie odpowiadały próbom na silniku „Pegasus".

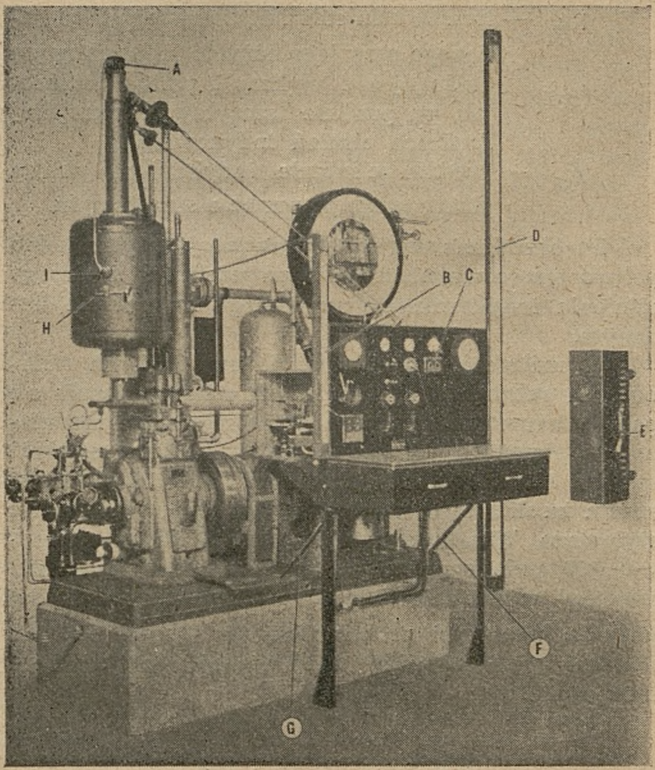
Metoda ASTM D-909-47 T (3C).

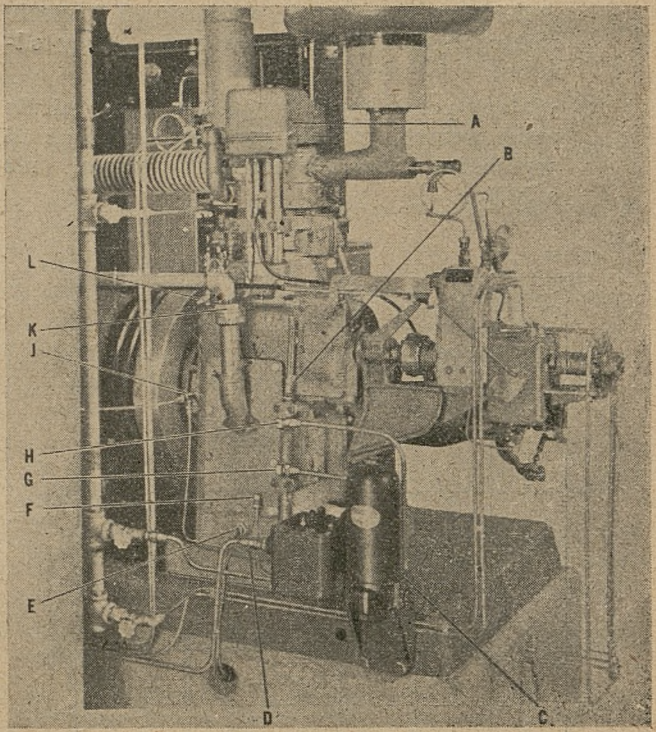
W tym samym czasie w USA opracowano własną metodę oceny paliw w warunkach bogatej mieszanki z zastosowaniem ciśnienia ładowania dla której skonstruowano silnik „CFR — 3C", będący również modyfikacją dawnego silnika CFR.

Metoda pomiaru wartości antydetonacyjnej paliw na tym urządzeniu została znormalizowana jako metoda *ASTM D 909 — 47T* i Wielka Brytania dla zunifikowania pomiarów przyjęła metodę amerykańską, która niewiele się różniła od jej własnej.[1]) Warunki pracy ustalono jak następuje:

obroty	*1800* obr/min
stopień sprężania	*7 : 1*
przedzwrotność zapłonu	*45°* przed ZZ
temp. chłodziwa	*190,5°* C
temp. powietrza wlotowego	*107,2° C*
temp. oleju	*74,0°* C

Urządzenie „3C" składa się z jednocylindrowego zmodyfikowanego silnika CFR ze zmiennym stopniem sprężania, zmiennym ciśnieniem ładowania i zmien-





Rys. 4. Silnik CFR — 3C do pomiaru metodą „Supercharge".

Rys. lewy: A — podgrzewacz osadnika, B — manometr wodny, C — wskaźnik świetlny, D — manometr rtęciowy, E — rozrusznik, F, G — podpórki tablicy z przyrządami kontrolnymi. H — termometr osadnika, I — termometr do ogrzewania osadnika.

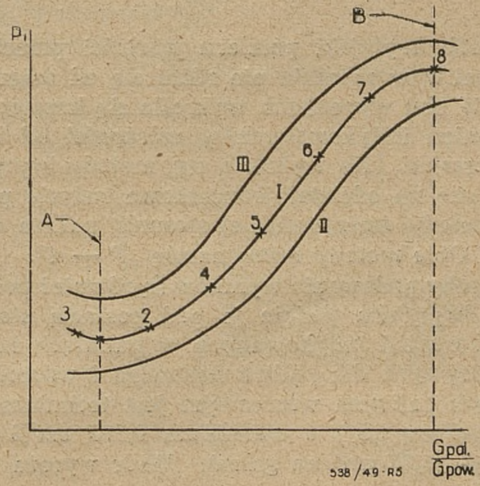
Rys. prawy: A — pokrywa zaworów, B — termometr do pomiaru temp. oleju, C — filtr olejowy, D — odpływ wody z chłodnicy olejowej, E — końcówka termometru olejowego, F — połączenie oleju przefiltrowanego z karterem, G — wylot pompki olejowej do filtru z chłodnicy, H — wlot ochłodzonego i przefiltrowanego oleju do łożysk, I — połączenie oleju, znajdującego się pod ciśnieniem, z zaworem bezpieczeństwa, K — odpowietrzenie, L — regulator dopływu oleju do zaworów.

nym przepływem powietrza. Zasadą tej metody jest porównanie średniego ciśnienia indykowanego w punkcie szczytowym dla paliwa badanego i odpowiednich paliw wzorcowych (rysunek 5). Pomiary są wykonywane przy stałym stopniu sprężania, zmiennym ciśnieniu ładowania i zmiennym przepływie powietrza. Aby otrzymać krzywą średnich ciśnień indykowanych mierzy się je w kilku punktach przy jednoczesnej zmianie bogactwa mieszanki. Pomiary wykonuje się dla paliwa badanego i dla paliw wzorcowych, które dobiera się tak aby krzywa paliwa badanego była zawarta pomiędzy krzywymi dla paliw wzorcowych.

Szczytowe średnie ciśnienie indykowane dla paliwa badanego znajduje się przez interpolację na prostej, łączącej punkty szczytowe krzywych paliw wzorcowych. Detonację wysłuchuje się uchem [1]). Aby wyniki były powtarzalne musi być utrzymana odpowiednia regulacja silnika:

a) maksymalne średnie ciśnienie indykowane dla izooktanu z *6* cm³ płynu etylowego na galon powinno wykazać maksimum dla *12,56* kG/cm² przy ciśnieniu ładowania *1,38* ata (*40* cali Hg),
b) punkty krzywych średnich ciśnień indykowanych dla paliw wzorcowych nie powinny różnić się więcej niż o *5%* od krzywych znor-

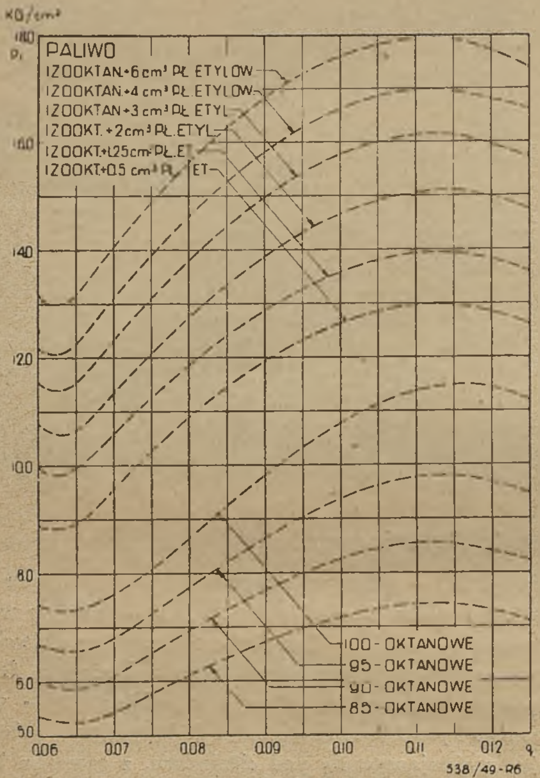
¹) Można też używać dowolnych przyrządów do wykrywania detonacji.



Rys. 5. Znajdowanie za pomocą interpolacji szczytowego osiągnięcia na krzywej średnich ciśnień indykowanych; dla paliwa badanego I krzywa paliwa badanego zawarta jest pomiędzy krzywymi dwu najbliższych paliw wzorcowych. II i III.

malizowanych (rys. 6) sporządzonych przez *ASTM* na specjalnych wzorcowych kartach, służących do regulacji warunków pracy silników doświadczalnych,

c) odstępy pomiędzy krzywymi, uzyskanymi dla paliw wzorcowych nie powinny się różnić od wykresów znormalizowanych więcej niż o *30%*.



Rys. 6. Karta wzorcowa podająca krzywe średnich ciśnień indykowanych p_i w funkcji ciężarowego stosunku paliwa do powietrza *q* dla szeregu paliw wzorcowych. Dodatki płynu etylowego liczone są w cm³ na galon amer. (*3,78* l).

Sposób brytyjski pomiaru wartości przeciwstukowej paliw w zasadzie nie różni się od amerykańskiego. W obu wypadkach wykreśla się krzywe średnich ciśnień indykowanych w zależności od bogactwa mieszanki. Na wykresie wg. metody brytyjskiej odkłada się na odciętej jednostkowe zużycie paliwa, a wg. metody amerykańskiej stosunki paliwa do powietrza. Obie metody noszą nazwę *„F — 4"*.

Sposoby podawania wyników są również podobne. Metoda brytyjska podaje je pod postacią stosunku średnich ciśnień indykowanych w punktach szczytowych krzywych dla paliwa badanego i wzorcowego, przy czym paliwem wzorcowym jest techniczny izooktan (paliwo „S") z dodatkiem *0,278* cm^3/l płynu etylowego (*1,25* cm³ na galon). Wzór wyraża to jak następuje:

$$OND = \frac{p_{ib}}{p_{iw1}} \cdot 100$$

gdzie *OND* — odporność na detonację przy bogatej mieszance,

p_{ib} — średnie ciśnienie indykowane paliwa badanego przy jego zużyciu jednostkowym takim, jakie wykazuje paliwo wzorcowe w punkcie szczytowym krzywej średnich ciśnień indykowanych,

p_{iw1} — średnie ciśnienie indykowane paliwa wzorcowego w punkcie szczytowym.

Do określenia wyników używane jest tylko jedno paliwo wzorcowe niezależnie od wielkości średniego ciśnienia indykowanego uzyskanego na paliwie badanym.

W metodzie amerykańskiej przy liczbach oktanowych paliw badanych niższych od *100*, stosuje się paliwa wzorcowe uzyskane przez mieszanie izooktanu z heptanem, a dla paliw o liczbie oktanowej wyższej od *100* używa się jako paliw wzorcowych mieszanin izooktanu ze wzrastającymi dodatkami płynu etylowego. Wyniki dla paliw poniżej liczby oktanowej 100 podaje się w postaci *liczby oktanowej dla bogatych mieszanek*. (LO_{BM}). Dla paliwa powyżej tej granicy, własności przeciwstukowe wyraża się pod postacią *współczynnika wyczynowego (performance number)*.

$$WW = \frac{(p_{ib})_s}{(p_{iw})_s} \cdot 100$$

gdzie *WW* — współczynnik wyczynowy

$(p_{ib})_s$ średnie ciśnienie indykowane paliwa badanego w punkcie szczytowym.

$(p_{iw})_s$ średnie ciśnienie indykowane czystego izooktanu w punkcie szczytowym.

Tabela współczynników wyczynowych.

Paliwo	Współcz. wyczynowy
izooktan czysty	*100*
izooktan z *0,1* cm³ pł. etyl. galon	*104*
„ „ *0,2* „ „ „ „	*107,5*
„ „ *0,3* „ „ „ „	*110,5*
„ „ *0,4* „ „ „ „	*112,5*
„ „ *0,5* „ „ „ „	*115*
„ „ *0,6* „ „ „ „	*117,7*
„ „ *0,7* „ „ „ „	*119,7*
„ „ *0,8* „ „ „ „	*122,2*
„ „ *0,9* „ „ „ „	*124*
„ „ *1,0* „ „ „ „	*125,7*
„ „ *1,2* „ „ „ „	*129*
„ „ *1,4* „ „ „ „	*132*
„ „ *1,6* „ „ „ „	*134*
„ „ *1,8* „ „ „ „	*136*
„ „ *2,0* „ „ „ „	*138*
„ „ *2,5* „ „ „ „	*143*
„ „ *3,0* „ „ „ „	*146,7*
„ „ *3,5* „ „ „ „	*150*
„ „ *4,0* „ „ „ „	*152,5*
„ „ *4,5* „ „ „ „	*155*
„ „ *5,0* „ „ „ „	*157,2*
„ „ *6,0* „ „ „ „	*161*

Dla zaoszczędzenia obliczeń ułożono tabele podające wartości współczynników wyczynowych paliw wzorcowych z domieszką rosnących ilości płynu etylowego. Znalazłszy zatem w tabeli paliwo wzorcowe, któremu odpowiada pod względem detonacji paliwo badane mamy gotowe wyniki. Odporność na detonację bywa często wyrażana składem paliwa wzorcowego, posiadającego taką samą wartość antydetonacyjną, co paliwo badane. Np. odporność na detonację *„S + 2,5“* oznacza, że paliwo ma wartość antydetonacyjną taką jak izooktan z dodatkiem *2,5 cm³* płynu etylowego na galon amer. *(0,66 cm³* na litr). Inaczej można wyrazić odporność paliwa liczbą ułamkową np. *100/130*, gdzie *100* wyraża liczbę oktanową paliwa przy ubogiej mieszance, oznaczoną którąś z odpowiednich metod np. 1C, liczba zaś *130* wyraża współczynnik wyczynowy paliwa.

Ponieważ przy stałych obrotach silnika, średnie ciśnienie indykowane jest proporcjonalne do mocy, więc im większy jest współczynnik wyczynowy paliwa, lub im więcej płynu etylowego zawiera równowartościowe paliwo wzorcowe, tym większą moc uzyska silnik pracujący na danym paliwie. Np. współczynnik wyczynowy *130* wskazuje, że na paliwie badanym silnik uzyska moc *30%* wyższą niż na czystym izooktanie.

ZAKOŃCZENIE.

W chwili obecnej znormalizowane są i powszechnie przyjęte następujące metody badania odporności paliw na detonację:

Dla paliw samochodowych:

1. Metoda „CFR Research Method“ (norma ASTM D-908 — 47 T).
2. Metoda „CFR Motor Method“ (norma ASTM D-357 — 47).

Dla paliw lotniczych:

1. Metoda „CFR Aviation Method“ (1C) — (norma ASTM — D-614 — 47).
2. Metoda „CFR Supercharge Method“ (3C) — (norma ASTM D-909 — 47 T).

LITERATURA:

1. B. M. Rybak — Analiz niefty i nieftieproduktow. AZN nieftieizdat. 1948.
2. D. A. Howes and R. Stanfield — Aviations Fuels: The Development of Tests for Determining Rich Mixture Performance. Journal of the Inst. of Petroleum — vol. 39 Nr. 299 Nov. 148.
3. ASTM Manual of Engine Test for Rating Fuels. ASTM March 1948.
4. B. Mielnikowa i T. Tuszyński — Z badań nad polską benzyną lotniczą. Sprawozdanie IBTL Nr. 16 1935.

Inż. R. WITKOWSKI
Główny Instytut Lotnictwa

PEGAZ

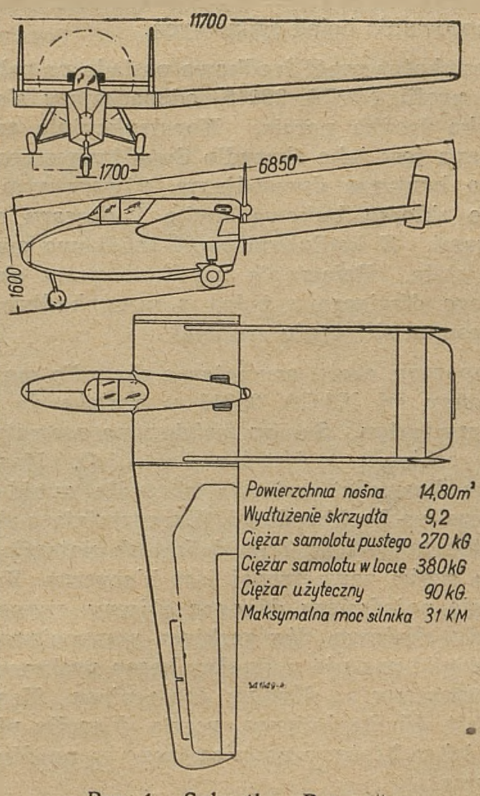
W końcu roku 1945 Departament Lotnictwa Cywilnego MK ogłosił konkurs otwarty na projekt wstępny motoszybowca. W myśl warunków konkursu projektowany motoszybowiec służyć miał dwu podstawowym celom, a to:

— szkoleniu pilotów szybowcowych kat. „C“ (III st. wyszkolenia) w pilotażu silnikowym metodą samodzielną oraz,
— taniemu treningowi szerokich mas pilotów silnikowych w aeroklubach.

Konkurs określał ściśle warunki techniczne jakim odpowiadać miał projekt. Z ciekawszych wymagań przytoczyć tu należy: zastosowanie podwozia z przednim kółkiem, samodzielny start z równego terenu, zasięg *250 km*. Zaznaczone było wyraźnie, iż nie jest wymagana zdolność żaglowania z zatrzymanym silnikiem.

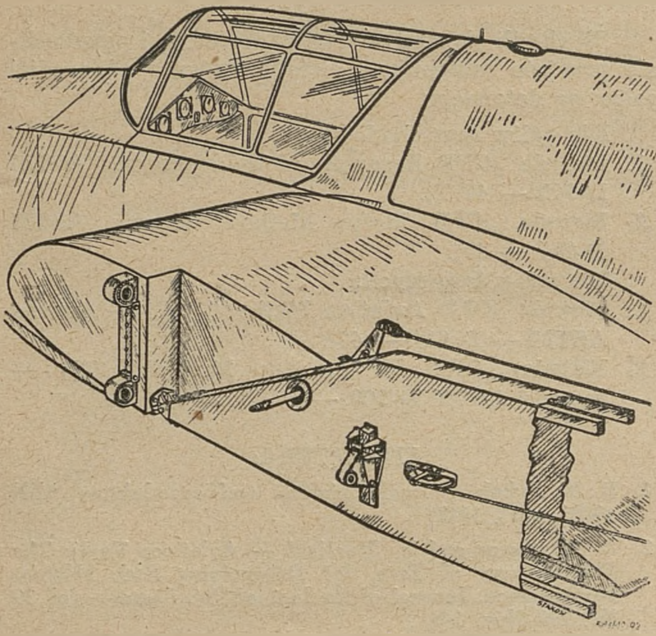
Ogólnie narzucone warunki odpowiadały raczej klasie samolotu słabosilnikowego aniżeli motoszybowca wg. określenia b. ISTUS.

W wyniku konkursu za najlepszy ogłoszony projekt uznano pracę oznaczoną godłem „Pegaz“ (konstruktor inż. Tadeusz Chyliński). Została ona zakwalifikowana do realizacji. Budowę przeprowadzono w Okręgowych Warsztatach Lotniczych w Warszawie.



Rys. 1. Sylwetka „Pegaza“.

Jak widać z rys. 1, podającego zestawienie „Pegaza“, jest to wolnonośny średniopłat o usterzeniu osadzonym na dwu belkach ogonowych. Konstrukcja ta jest wynikiem zastosowania śmigła pchającego. W motoszybowcach była już stosowana przed wojną w konstrukcjach Instytutu Techniki Szybownictwa i Motoszybownictwa we Lwowie.



Rys. 2. Połączenie belek ogonowych ze skrzydłem.

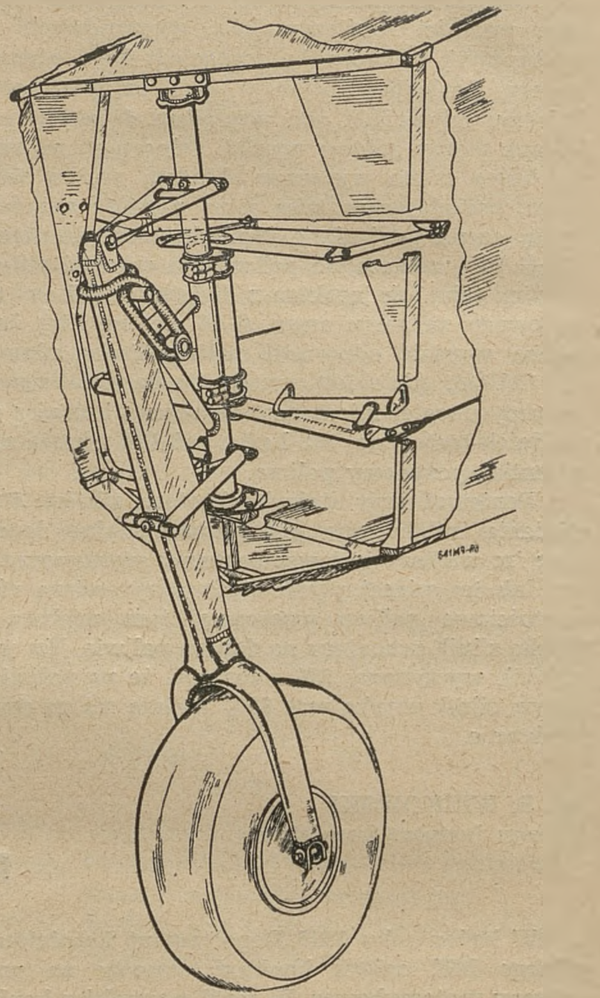
Zgodnie z wymaganiami kostrukcja „Pegaza" rozwiązana została przez konstruktora prosto i tanio. Podstawowym zastosowanym materiałem jest drewno. Jedynymi częściami metalowymi są elementy podwozia, sterownice, okucia, łoże i inne drobne części.

Skrzydło ma obrys prostokątno-trapezowy o lekkim skosie do tyłu ($\gamma = 6^\circ$), i jest dzielone w miejscu zamocowania belek ogonowych.

Prostokątna część środkowa posiada na całej rozpiętości profil NACA 23015, odznaczający się małą wędrówką środka parcia. Konstrukcyjnie część ta rozwiązana jest jako skrzydło dwudźwigarowe z kesonem o konturze dwuspójnym, utworzonym przez pokrycie sklejką bukową noska i obszaru między dźwigarami. Z kadłubem część środkowa związana jest na stałe. Połączenie uzyskano przez sklejenie przedniego dźwigara z jedną z wręg kadłuba przy jednoczesnym skręceniu śrubami.

Trapezowe części zewnętrzne skrzydła mają profil zmienny od NACA 23015 u nasady do NACA 23011 przy końcu. Są one zwichrzone geometrycznie wzdłuż rozpiętości o kąt $\Delta\ \alpha = -2{,}4^\circ$. Naprzeciw lotek na krawędzi natarcia skrzydła znajduje się stała szczelina Lockheeda (slot) zapewniająca skuteczność lotek także i na dużych kątach natarcia. Konstrukcja części zewnętrznej jest klasyczna. Zginanie przejmuje pojedyńczy dźwigar główny, wzmocniony u nasady skośnym dźwigarkiem pomocniczym. Na skręcanie pracuje normalny keson noskowy u nasady poszerzony na dźwigar pomocniczy. Keson pokryty jest sklejką bukową, reszta skrzydła płótnem. Lekkie żebra kratowe rozmieszczone są na dźwigarze co *250* mm.

Część zewnętrzna skrzydła połączona jest ze środkową przy pomocy trzech stożkowych sworzni stalowych (dwa na okuciach dźwigara głównego i jeden — dźwigara pomocniczego).



Rys. 3. Amortyzacja i mechanizm sterowania przednim kółkiem.

Lotki szczelinowe umieszczone są na skrzydłach zewnętrznych każda w dwu punktach. Pokrycie ich stanowi sklejka w części przeddźwigarowej i płótno w pozostałej. Wychylenia lotek wynoszą *30°* do góry i *18°* do dołu (różnicowość $r = 1{,}66$). Napęd lotek linkowy.

Kadłub właściwy stanowi krótka gondola zawierająca kabinę pilota i zespół napędowy. Konstrukcja jej jest półskorupowa. Na *4* podłużnicach osadzonych jest *12* wręg, a całość pokryta jest sklejką bukową. Na jednej z wręg wsparte jest koło przednie zaś na dwu innych golenie kół głównych. W dolnej części zaopatrzono kadłub w płozę drewnianą amortyzowaną krążkami gumowymi. Styka się ona z ziemią przy większych ugięciach amortyzacji kół głównych, co zajść może np. przy twardym lądowaniu z przepadnięciem. W przekroju kadłub ma kształt sześciokąta.

Belki ogonowe spełniają wyłącznie rolę wysięgników dla usterzenia. Wykonane są one jako lekko zbieżne rury sklejkowe o przekroju prostokątnym. Wraz ze statecznikiem poziomym tworzą sztywną ramę bez zewnętrznych usztywnień. Połączenie belek ze skrzydłem przedstawia rysunek 2.

Usterzenie posiada podwójny ster kierunku i pojedyńczy ster wysokości. Stateczniki, tak poziomy,

jak i poziomowy, wykonane są z sosny i pokryte na całej powierzchni sklejką bukową. Stery posiadają szkielet sosnowy pokryty płótnem z wyjątkiem części odciążających, pokrytych, jak stateczniki, sklejką. Linki mechanizmu sterowania poprowadzone są od kadłuba do sterów na zewnątrz konstrukcji.

Podwozie „Pegaza" jest typu trójkołowego z kołami głównymi umieszczonymi *0,5* m za środkiem ciężkości i kółkiem przednim. Amortyzację wszystkich trzech kół stanowi ogumienie niskiego ciśnienia i sznury gumowe o średnicy *16* mm. Żadne z kół nie ma hamulców.

Dla zapewnienia dobrej zwrotności samolotu na ziemi koło przednie sprzężono przez specjalną przekładnię z orczykiem (rysunek 3).

Jego pełnemu wychyleniu odpowiada taki obrót koła, że możliwym jest wykonanie bez pomocy z zewnątrz zwrotu o *180°* dokoła końca skrzydła.

Kabina pilota jest obszerna i wygodna. Wejście do niej ułatwiono dzięki zaopatrzeniu bocznej ściany kadłuba w specjalny stopień. Fotel ukształtowany na sylwetkę ze spadochronem plecowym, jest nieprzestawialny. Na tablicy pokładowej znajdują się następujące przyrządy: wariometr do 5 m/sek., skrętomierz z kulką, prędkościomierz i obrotomierz, a także włącznik zapłonu. Z prawej strony kabiny umieszczona jest dźwignia włączania kranu benzynowego i pneumatyczny wskaźnik stanu paliwa. Z lewej — znajdują się dźwignie gazu i poprawki wysokości oraz dźwigienka dekompresatora, używanego przy rozruchu. Za głową pilota mieści się bagażnik, niedostępny podczas lotu. Widoczność z kabiny, tak na ziemi jak i w powietrzu, dobra.

Do napędu „Pegaza" służy czterocylindrowy silnik „Gad" o mocy nominalnej *31* KM przy *3150* obr/min. Jest to silnik lotniczy zaprojektowany i zbudowany w Polsce po ostatniej wojnie. Na „Pegazie" zawieszony jest on w tylnej części kadłuba na łożu spawanym z rur chromo-molibdenowych.

Osłonę silnika stanowią blachy duralowe, łatwo odejmowane. Po ich zdjęciu dostęp do silnika, jego napędów i instalacji paliwowej jest wygodny.

Na specjalną uwagę zasługuje rozruch „Gada". Pierwsze przekręcenie dla zassania mieszanki i następne zarzucenie odbywa się przy pomocy specjalnej linki rozruchowej, wyprowadzonej od silnika na bok kadłuba. Dzięki takiemu urządzeniu rozruch przeprowadza z łatwością jeden człowiek stojąc przy tym obok kabiny, czyli dość daleko od niebezpiecznej okolicy wirującego śmigła. W silniku linka rozruchowa jest połączona z wałem za pośrednictwem tarczy i sprzęgła zapadkowego. Jedno wyciągnięcie linki powoduje 2 obroty wału. Po wciągnięciu i następnym zwolnieniu linka samoczynnie nawija się na nowo na tarczę, umożliwiając powtórzenie pokręcenia.

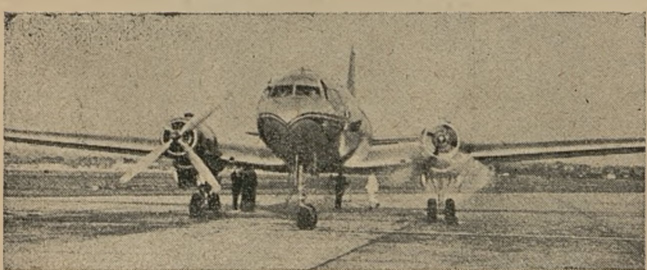
Dwa cylindry silnika zaopatrzone są w dekompresatory. Można je włączyć przy rozruchu dla zmniejszenia siły w lince rozruchowej.

Opadowy zbiornik paliwa o pojemności *30* l mieści się w górnej części kadłuba właściwego pomiędzy głową pilota a silnikiem. Od tego ostatniego odgrodzony jest ścianą ogniową. Otwarcie lub zamknięcie wypływu następuje z kabiny. Jako paliwo służy mieszanka benzyna-olej o stosunku ciężarowym *25 : 1*.

Motoszybowiec „Pegaz" odbywa obecnie próby w Głównym Instytucie Lotnictwa. Pierwsze próby wypadły dobrze i pozwalają przypuszczać, że będzie to konstrukcja całkowicie udana.

NOWOŚCI TECHNICZNE

IŁ – 12 – RADZIECKI SAMOLOT PASAŻERSKI





Chcąc zapoznać Czytelników bliżej ze znanym samolotem pasażerskim Ił—12 używanym przez radziecki „Aerofłot", P. L. L. „Lot" i czeskie „Československe Aerolinie", podajemy kilka danych.

Do konstruowania samolotu Ił—12 przystąpiono w roku 1943. Od roku 1948 samoloty tego typu pełnią służbę w przedsiębiorstwie „Aerofłot". W użyciu znajduje się również wersja wojskowa. Samolot posiada 2 silniki ASH-82FN; są to silniki 14-cylindrowe w układzie „podwójna gwiazda". Moc startowa silnika wynosi 1830 KM, moc przelotowa 1650 KM.

Instalacja odlodzeniowa krawędzi natarcia skrzydeł oraz usterzenia pracuje na zasadzie obiegu ciepłego powietrza. Łopaty śmigieł odladzane są płynem. W zależności od zasięgu, samolot przystosowany być może do zabierania 16, 27 lub 32 pasażerów wraz z bagażem. Wykończenie i urządzenie wnętrz, wyposażenie w przyrządy oraz rozwiązanie konstrukcyjne stawiają Ił—12 w rzędzie najlepszych samolotów komunikacyjnych. Jest on łatwy i wygodny w obsłudze.

Dane techniczne (wg. Aircraft Engineering, November 1949, str. 363):

Rozpiętość — 31,7 m; długość — 21,31 m; wysokość — 8,07 m; ciężar w locie 17250 kg; szybkość maksymalna na poziomie morza — 365 km/godz; szybkość maksymalna na wysokości 2500 m — 407 km/godz; szybkość przelotowa na wysokości 1000 m — 335 km/godz; szybkość przelotowa na wysokości 2500 m — 350 km/godz; pułap przy jednym silniku — 3000 m; zasięg 1250 — 3000 km (zależnie od obciążenia handlowego).

NOWY SPOSÓB WYKOŃCZANIA WNĘTRZA KABINY.

Czeska fabryka „Aero" w Pradze opracowała bardzo wygodną metodę wykańczania wnętrza kabiny samolotu. Zamiast robót tapicerskich pokrywa się metalowe ścianki wnętrza kabiny specjalnym lakierem za pomocą normalnego rozpylacza lakierniczego. W chwilę później natryskuje się pomalowaną powierzchnię strumieniem rozpylonych włosków jedwabnych. Długość pojedyńczego włoska wynosi około 1 mm. Do natryskiwania używa się specjalnie w tym celu skonstruowanego rozpylacza o większym zbiorniku. Po zaschnięciu lakieru ścianka wygląda tak, jak gdyby była oklejona zamszem.

Wnętrze tak wykończonej kabiny ma estetyczny, przyjemny wygląd. Miejsca, które nie mają być pokryte warstwą tego „sztucznego zamszu" (np. szyby kabiny), zabezpiecza się pastą ochronną, łatwą do usunięcia.

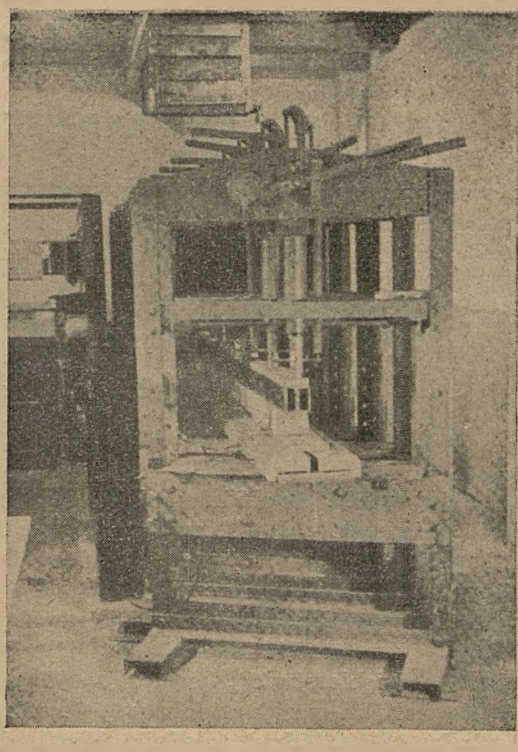
Nowa metoda jest w porównaniu do dawnych bardzo tania i szybka; jedyną wadą jest to, że nie można wstawiać „łat", ponieważ wyglądają one nieestetycznie i zazwyczaj różnią się odcieniem. W razie uszkodzenia powierzchni pokrytej takim „sztucznym zamszem" należy zmyć odpowiednim rozpuszczalnikiem „zamsz" z całego uszkodzonego arkusza i cały arkusz pokryć ponownie.

Wg. informacji firmy „Aero".

NOWA FRANCUSKA KONSTRUKCJA SANDWICZOWA.

Od kilku lat znana jest w lotnictwie metoda sklejania metalu z drewnem, zwana metodą „Redux". Wytrzymałość takiego połączenia jest wyższa niż wytrzymałość samego drewna (również przy temperaturze 100°C) poza tym możliwe jest sklejanie metalu z metalem. Klejenie metodą „Redux" wymaga odpowiedniej temperatury części łączonych (a raczej miejsca sklejania) i odpowiedniego ciśnienia. W Anglii spełnia się te warunki stosując prasy hydrauliczne ogrzewane parą. W ten sposób zostały wykonane pewne elementy konstrukcyjne samolotów „Hornet", „Naval Mosquito", „Viking", „Viscount". Dwa inne sposoby ogrzewania spoiny — ogrzewanie prądem elektrycznym części łączonych oraz ogrzewanie elektryczne za pomocą specjalnej taśmy nie były dotychczas stosowane w konstrukcjach lotniczych. Ostatnio Arsenal de l'Aeronautique w Paryżu przy budowie nowego szybkiego samolotu, wyposażonego w silnik Rolls-Royce „Nene" — zastosował elektryczną metodę ogrzewania spoiny, wprowadzając szereg ciekawych inowacji konstrukcyjnych. Samolot budowany przez Arsenal posiada kadłub metalowy, skrzydła zaś konstrukcji mieszanej. Dźwigar i żebra wykonane są ze stopu glinu wysokiej wytrzymałości, pokrycie płatów z cienkiej sklejki. Proces klejenia drewna do metalu rozbito na dwie fazy. Przede wszystkim przeznaczono do sklejania powierzchnie części metalowych okleja się cienką okładziną drewnianą. Dokonywane jest to metodą Redux (w podwyższonej temperaturze). W ten sposób przygotowane powierzchnie sklejane są następnie z konstrukcyjnymi elementami drewnianymi za pomocą kleju wiążącego na zimno. Takie rozwiązanie umożliwia przeprowadzenie właściwego procesu sklejania elementów konstrukcyjnych w dowolnym miejscu, bez potrzeby używania ogrzewanych pras. Upraszcza to znakomicie cały proces technologiczny i obniża wydajnie koszty produkcji, gdyż odpada konieczność posiadania odpowiednio wielkich pras do sklejania dużych zespołów konstrukcyjnych. Dla ilustracji podajemy kilka szczegółów procesu opracowanego przez Arsenal de l'Aeronautique. Proces oklejania metalowych dźwigarów okładziną drewnianą odbywa się w specjalnych hydraulicznych prasach (rys. 1) wykonanych przez Arsenal.

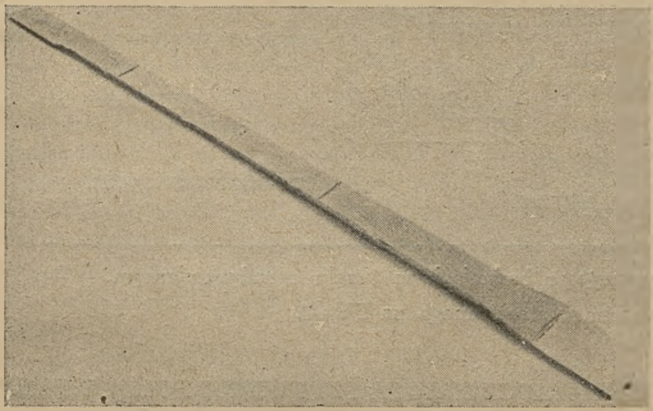
Dźwigar wkładany jest w specjalny uchwyt, zaopatrzony w szereg oporowych grzejników elektrycznych. Po włączeniu prądu temperatura oklejanej części dźwigara podnosi się w ciągu kilku minut do 145°C. Pomiar temperatury odbywa się za pomocą termopar; umieszczone są one w małych otworkach wywierco-



Rys. 1. Hydrauliczna prasa (zespół pras), z elektrycznie ogrzewanym uchwytem, w trakcie oklejania dźwigara.

nych w dźwigarze w pobliżu powierzchni oklejanej. W celu zapewnienia równomiernego nacisku (ca 14 kG/cm²), pomiędzy oklejanym dźwigarem a tłokami znajdują się sztywne elementy rozkładające skupione naciski równomiernie na powierzchnię dźwigara. Zdjęcie Nr. 2 przedstawia oklejony dźwigar przygotowany do sklejenia na zimno klejem syntetycznym z elementami drewnianymi (jodłowymi).

Mniejsze elementy konstrukcyjne jak np. żebra, oklejane są w jeszcze prostszy sposób. Okładzina drewniana zostaje przyciśnięta do powierzchni ele-



Rys. 2. Dźwigar po oklejeniu okładziną drewnianą, przy zastosowaniu metody Redux.

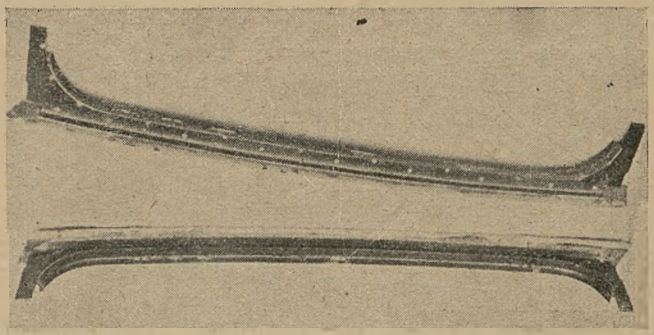
mentu metalowego za pomocą kleszczy, po przez odpowiedni sztywny element ze stali lub lekkiego stopu rozprowadzający skupione naciski, po czym całość zostaje włożona do pieca. Temperatura w piecu wynosi 145°C. Czas nagrzania się spoiny do tej temperatury wynosi 15 — 20 minut, w tym więc czasie następuje wiązanie kleju. Następnie przedmiot wyjmuje się z pieca i po ochłodzeniu do 90°C zdejmuje się kleszcze.

W celu zapewnienia lepszego związania się okładziny z przyklejonymi do niej w dalszych etapach elementami drewnianymi, powierzchnia okładziny poddana zostaje piaskowaniu.

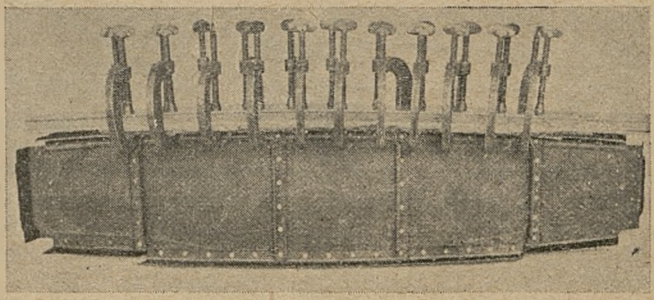
Na zdjęciu Nr. 3 widoczne są części metalowych żeber po oklejeniu drewnianą okładziną (po tzw. „fornierowaniu"). Dalszy etap — przyklejenie elementów drewnianych do żebra — przedstawiony jest na zdjęciu Nr. 4.

Przyklejone elementy drewniane są następnie obrabiane aż do uzyskania żądanego profilu płata, a potem zostają oklejone sklejką pokrycia. Kilka schematów konstrukcji skrzydła pokazano na rysunku Nr. 5.

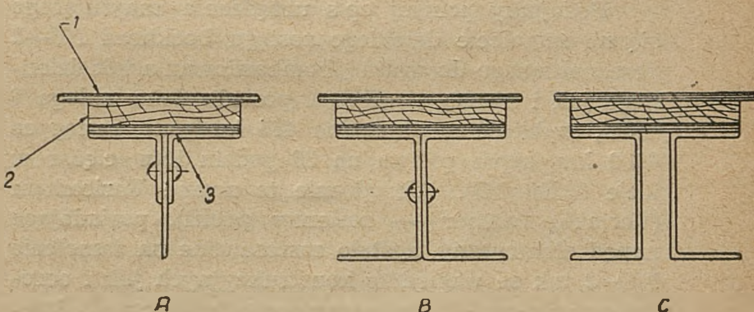
Należy jeszcze zauważyć, że gdy wprowadzenie połączeń metodą Redux otworzyło nowe perspektywy przed konstruktorami lotniczymi, to wyżej opisane osiągnięcie francuskie w tej dziedzinie — przez wprowadzenie metody „fornierowania" powierzchni metalowych — rozszerzają możliwości zastosowania powyższej metody, obniżają znacznie koszty wykonania i koszty inwestycyjne oraz skracają czas wykonywania konstrukcji.



Rys. 3. Elementy metalowego (prasowanego z lekkiego stopu) żebra po oklejeniu („fornierowaniu").



Rys. 4. Sklejanie żebra z beleczkami drewnianymi (jodła), syntetycznym klejem wiążącym na zimno.

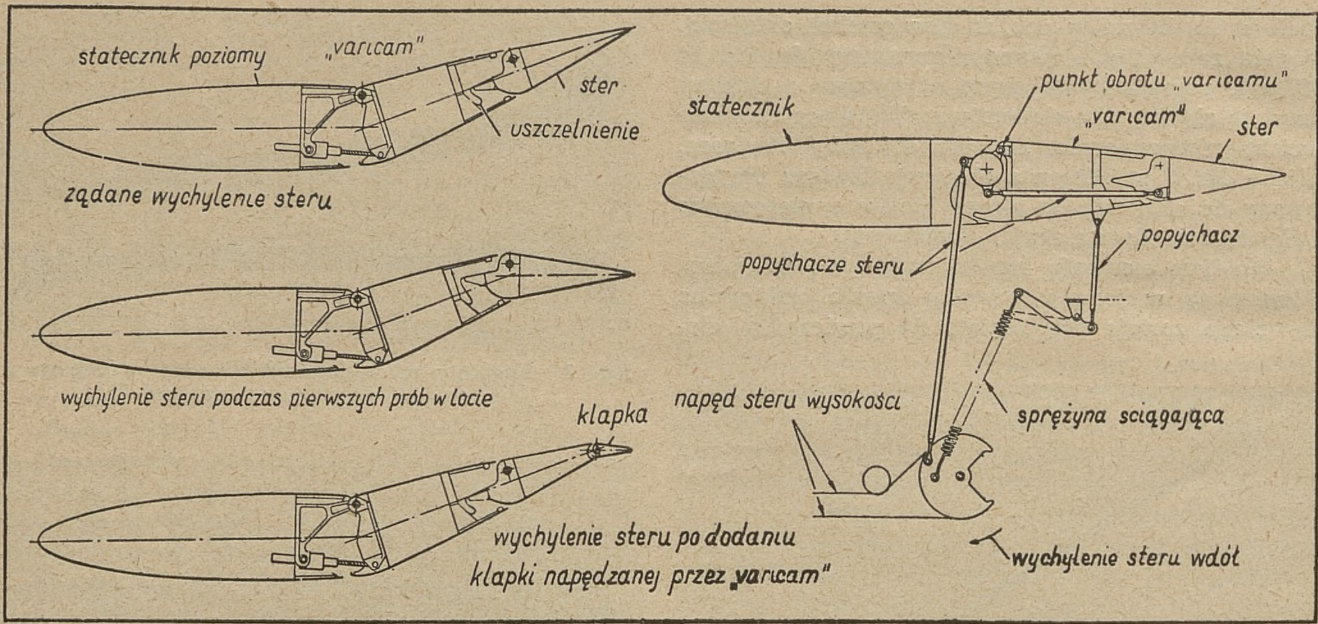


Rys. 5. Schematy konstrukcji skrzydła: 3. Okładzina drewniana sklejona z metalowym żebrem metodą „Redux" 2. beleczka jodłowa sklejona na zimno z okładziną drewnianą żebra i obrobiona wg. żądanego profilu skrzydła. 1. Sklejka pokrycia sklejona na zimno z beleczką jodłową.

NOWY SPOSÓB ZABEZPIECZENIA PRZED POŻAREM NA SAMOLOCIE.

Na dorocznej wystawie w Farnborough został zademonstrowany nowy typ nadajnika, uruchamiającego dźwiękowy sygnał ostrzegawczy w wypadku pożaru na pokładzie samolotu. Zasada działania nadajnika polega na wykorzystaniu faktu, iż magnes stalowy przy nagłym ogrzewaniu traci swe własności. W demonstrowanym nadajniku wyłącznik sygnału ostrzegawczego jest utrzymywany przez magnes w pozycji otwartej. Gdy temperatura w pobliżu nadajnika wzrośnie wskutek pożaru magnes, tracąc swą zdolność przyciągania zwalnia włącznik, co uruchamia sygnał ostrzegawczy. Amerykańskie urządzenia ostrzegawcze natomiast uruchamiane są przez foto-komórki, oraz nadajniki reagujące na dwutlenek węgla.

Aviation Week, Sept. 19, 1949



Z lewej: wpływ dodania klapki wyważającej dokonanego po badaniach w tunelu aerodynamicznym.
Z prawej: schemat układu z Varicamem zastosowanego na PV—2.

„VARICAM".

Podajemy poniżej opis urządzenia znajdującego się na samolocie dalekiego zasięgu Lockheed PV—2 przeznaczonego do walki i bombardowania tak dziennego jak i nocnego. (PV—2 posiada dane: załoga 7 ludzi, szybkość maksymalna 485 km/godz, zasięg ca 8000 km, zapas paliwa na 36 godzin lotu, ciężar w locie 26300 kG). Urządzenie to zwane Varicamem (Variable camber — zmienny profil), posiadające napęd elektryczny, zostało zastosowane na samolocie PV—2 tak ze względów konstrukcyjnych jak i aerodynamicznych. Rozwiązanie aerodynamiczne i konstrukcyjne samolotu PV—2 wymagało dużego, nastawnego w locie statecznika poziomego, co znów ze względu na konstrukcję i architekturę końca kadłuba było niemożliwe. Trzeba było skonstruować możliwie najmniejsze usterzenie poziome, zapewniające jednak możliwość uzyskiwania wysokich wartości sił aerodynamicznych, przy możliwie małym oporze usterzenia. Doprowadziło to do zastosowania „Varicamu". Varicam jest to ruchoma część profilu usterzenia znajdująca się między statecznikiem a sterem. Zadaniem jego jest zmiana profilu usterzenia. Zalety tego rozwiązania konstrukcyjnego stanowią: mała powierzchnia usterzenia, wysokie maksimum współczynnika wyporu, łatwość wyważenia samolotu w każdej fazie lotu itd. Varicam umożliwia poza tym użycie steru o małej cięciwie, co ułatwia otrzymanie odpowiednich sił na drążku. Skuteczność Varicamu jak wynika z badań w locie, odpowiada skuteczności nastawnego statecznika, a jednocześnie Varicam przewyższa rozwiązanie z ruchomym statecznikiem pod względem konstrukcyjnym (mniejsze wycięcia w kadłubie, łatwiejsze zawieszenie i napęd).

Aviation Week, July 25, 1949.

DOŚWIADCZENIA ZE SZTYWNYM POŁĄCZENIEM W CZASIE LOTÓW CIĄGOWYCH.

Lotnictwo amerykańskie (bazując prawdopodobnie na doświadczeniach niemieckich z końca wojny) przeprowadza obecnie próby sztywnego połączenia samolotu ciągnącego z szybowcem. Szybowiec przy tym systemie jest połączony z samolotem ciągnącym za pomocą pręta długości około 1,2 m. Takie rozwiązanie połączenia ma umożliwiać starty i loty ciągowe również w ciężkich warunkach meteorologicznych.

Pręt łączący posiada na swym początku (od strony samolotu) przegub kardanowy. Na końcu pręta, znajduje się przegub kulowy; zamocowany jest on w dziobie szybowca. Ciężar pręta łączącego wraz z przegubami wynosi około 70 kG. Przegubowe zamocowanie pręta na obu jego końcach jest konieczne tylko podczas startu, dlatego dąży się do blokowania przegubu kulowego, na skutek czego szybowiec i pręt łączący, stanowić mają sztywną całość. Doświadczenia wykazały, iż takie rozwiązanie połączenia szybowca z samolotem wymaga użycia samolotu o znacznie większym ciężarze, niż ciężar szybowca, jeśli się chce zapewnić bezpieczny start zespołu.

Flugwehr und Technik Nr. 8/1949.

**Witamy Nowy Rok —
Pierwszy Rok
Potężnego Planu
Sześcioletniego**

NOWE KSIĄŻKI

Dr. Ing. JOSEF HOŠEK. Aerodynamika vysokých rychlosti. Wyd. Naše vojsko, Praha 1949. Stron 616, rys. 400.

W bardzo przejrzystej, bezpretensjonalnej formie podaje autor zdobycze ostatnich lat w zakresie aerodynamiki wielkich prędkości. Stosunkowo niewielka ilość matematyki przy jednoczesnym podaniu gotowych rozwiązań zagadnień w postaci wykresów, powoduje łatwe zrozumienie zachodzących zjawisk, nawet przez mało zaawansowanych w tym kierunku czytelników. Zamieszczone opisy i uwagi treściwością swoją i umiejętnością właściwego ujęcia tematu mogą być wzorem jak należy napisać praktyczną książkę do użytku zarówno studentów wydziałów lotniczych jak i konstruktorów samolotów. Początek książki obejmuje bardzo skondensowaną teoretyczną dynamikę gazów oraz fizyczne ujęcie wpływów ściśliwości. W następnych rozdziałach podaje autor zjawiska w nadkrytycznym zakresie liczb Macha, zastosowanie profilów przy różnych prędkościach, zastosowanie odsysania warstwy powierzchniowej oraz omawia naddźwiękowy obszar opływu i jego wpływ na współczynniki sił aerodynamicznych. Omówiono przy tym również wpływ kształtu profilu na rozkład ciśnień i osiągi aerodynamiczne.

Dalsze rozdziały obejmują czysty opływ naddźwiękowy, wpływ skosu skrzydła, wydłużenia, liczby Reynoldsa i liczby Macha oraz kształtu profilu na współczynniki aerodynamiczne. Omówiono również zagadnienia stateczności sterowność i inne, jak np. trzepotanie oraz kwestie napędu strumieniowego.

Wspomniana już wyżej znaczna liczba wykresów zebranych bardzo starannie stanowi dalszą cenną zaletę tej książki, która powinna się znaleźć w rękach każdego inżyniera i technika lotniczego w Polsce.

J. S.

M. SZULŻENKO. Konstrukcji samoletow. Oborongiz 1949, str. 496.

Jest to książka, traktująca o konstrukcji płatowca, jako całości. Oryginalność jej polega przede wszystkim na układzie, w którym wszystkie zasadnicze elementy konstrukcji są odpowiednio posegregowane, skrytykowane i porównane między sobą. Daje to ogólny pogląd na celowość stosowania tej lub innej konstrukcji, zależnie od przeznaczenia samolotu, na rozwój historyczny myśli konstruktorskiej i wskazuje drogi jej dalszego rozwoju.

Tego rodzaju podejście daje możliwość jasnej oceny i krytyki istniejących rozwiązań i poszerza horyzonty myśli twórczej. Książka przeznaczona jest przede wszystkim dla studentów wyższych lotniczych zakładów naukowych i powinna jak najlepiej spełniać swe zadania, ucząc myśleć porównywać i szukać nowych dróg, a nie korzystać z pewnych utartych i znanych szablonów.

Dzieło to jest oparte na licznych szczegółowych przykładach, zaczerpniętych z najnowszej techniki radzieckiej i obcokrajowej. Proponowane w niej ćwiczenia do przerobienia, umieszczone na końcu każdego rozdziału omawiającego jedną z grup konstrukcyjnych będą napewno bardzo pożyteczne i służą temu samemu celowi — wyrobieniu ogólnego poglądu na możliwość zastosowania i celowość wybranego rodzaju rozwiązania.

Dla inżyniera lotniczego książka ta nie stanowi całości pomocy technicznej, lecz jest tylko jednym z jej elementów, nie zawiera bowiem sposobu obliczeń wytrzymałościowych czy aerodynamicznych (z wyjątkiem ogólnej charakterystyki obciążeń) i mimo bogatego materiału i dużej objętości (496 stron) niektóre konstrukcje są potraktowane w sposób schematyczny, ideowy, bez podania szczegółowych rozwiązań, względnie w wyczerpujący sposób wszystkich ich odmian — zgodnie zresztą z duchem książki.

Nie zawiera ona również charakterystyki i opisów urządzeń pomocniczych jak instalacji hydraulicznych, pneumatycznych, elektrycznych itp., które są już, względnie mają być opisane w osobnych książkach.

Całość jest podzielona na następujące główne elementy: 1) Wiadomości ogólne. 2) Skrzydła. 3) Kadłub. 4) Organy stateczności i sterowania. 5) Sterowanie samolotem. 6) Urządzenia do startu i lądowania. 7) Elementy urządzeń napędzających samolot.

Książka spełnia całkowicie założenie, postawione przy jej opracowaniu i życzyć jedynie należy, by tego rodzaju ujęcie tematu znalazło zastosowanie w innych dziedzinach, dotyczących zagadnień budowy samolotu.

Eral.

N. E. KOCZIN, I. A. KIBEL i N. W. ROSE. Teoreticzeskaja gidromechanika. Wydawnictwo Ogiz. Gostechizdat, Moskwa, Leningrad 1948.

Bardzo poważną pozycję w teorii przepływów stanowi duża praca trzech czołowych teoretyków hydromechaniki w Związku Radzieckim — Koczina, Kibla i Rosego. Bardzo staranne i wszechstronne opracowanie dzieła czyni je niezastąpionym w bibliotece każdego inżyniera mającego styczność z mechaniką cieczy i gazów. Z prawdziwą przyjemnością należy stwierdzić, że praca ta obejmuje całość aktualnych obecnie zagadnień i w zakresie teorii nie ma chyba istotnych problemów nie poruszonych w tej książce.

Tom pierwszy obejmuje mechanikę idealnej cieczy nieściśliwej i sposobem ujęcia przewyższa wszystkie dotychczasowe publikacje. Przejrzystość wykładu pomimo obszernego, wyczerpującego ujęcia jest godna podkreślenia. Kinematyka cieczy, zasadnicze równania idealnej cieczy, hydrostatyka i prostsze przypadku ruchu cieczy idealnej są doskonałym wprowadzeniem w zagadnienie dalsze, zaś rozdziały o ruchu wirowym, płaskim i przestrzennym opływie ciał oraz o ruchu falowym ciekłego ośrodka nieściśliwego stanowią mocno związaną całość. Na szczególną uwagę zasługuje jasne i wyczerpujące omówienie ruchu falowego, który w polskiej literaturze technicznej jest do chwili obecnej traktowany po macoszemu.

W tomie drugim ujęto dynamikę gazów, mechanikę cieczy lepkiej oraz teorię ruchu burzliwego. Wszystkie te zagadnienia, bynajmniej nie najłatwiejsze, nie wydają się specjalne trudne w ujęciu autorów „Teoretycznej hydromechaniki". W dynamice gazów zwraca uwagę, poza zwięzłym wprowadzeniem, obszerne podanie zastosowań metody charakterystyk oraz wyczerpujące omówienie zakresu przydźwiękowego. Ruch cieczy lepkiej jest również ujęty bardzo obszernie, szczególnie odnośnie liczby Reynoldsa, obejmując cały dotychczasowy dorobek naukowy dotyczący ośrodków rzeczywistych. Nieco krócej jest omówiona teoria burzliwości i stateczności ruchu.

Obszerny wykaz literatury odnoszącej się do omawianych zagadnień umożliwia zainteresowanym pogłębienie studiów, zaś podane liczne przykłady i ćwiczenia rozjaśniają ostatecznie wątpliwości.

Reasumując, jak już powiedziano wyżej, książka ta powinna się znaleźć u każdego, kto ma do czynienia z ruchem ośrodka gazowego czy ciekłego, no i nie boi się rachunku różniczkowego i całkowego. *I. S.*

KRONIKA ZPIL

TRZECI ROK PRACY.

W maju 1947 roku zawiązało się Koło Lotnicze SIMP którego członkowie rekrutowali się w większości z dawnego ZPIL. Koło to ze względów tradycyjnych postanowiło zachować dawny skrót ZPIL rozszerzając jednak zakres swej pracy przez włączenie do swego grona techników lotniczych; tak powstał obecny nasz Związek, który przyjął nazwę Związek Polskich Inżynierów i Techników Lotniczych — Koło Lotnicze SIMP.

Zadaniem naszego Związku jest — w myśl regulaminu — wypełnianie zadań Stowarzyszenia Inżynierów i Techników Mechaników Polskich w ramach specjalności lotniczej w szczególności przez:

a) rozwijanie i szerzenie wiedzy lotniczej,

b) współpracę z organizacjami przemysłowymi i przemysłem lotniczym.

Zadania te spełnia ZPIL przez udział we wszystkich imprezach SIMP, przez organizowanie odczytów, wycieczek i wydawanie własnego organu — kwartalnika „Technika Lotnicza“.

W ramach wymiany „Techniki Lotniczej“ na czasopisma krajowe i zagraniczne została zorganizowana biblioteczka czasopism, która dysponuje 11 periodykami technicznymi i krajowymi i 11 zagranicznymi. Biblioteka ta mieści się w Katedrze Mechaniki Lotu Politechniki Warszawskiej, ul. Nowowiejska 24 i jest do dyspozycji Kolegów w godzinach urzędowania redakcji „Techniki Lotniczej“ tj. we wtorki i czwartki od godz. 17.30 do 18.30. W razie potrzeby uruchomimy bibliotekę w dodatkowe dni.

Zapraszamy też Kolegów do współpracy redakcyjnej z „Techniką Lotniczą“. Przy opracowywaniu artykułów należy się opierać na wskazówkach dla autorów, zamieszczonych na końcu każdego zeszytu. Przed rozpoczęciem pisania artykułu dobrze jest porozumieć się z redakcją celem uniknięcia opracowywania jednakowych tematów przez różne osoby.

Kolegom pragnącym się jeszcze zapisać do Związku a nie należącym do SIMP przypominamy, że trzeba najpierw zostać przyjętym do tego Stowarzyszenia a następnie dopiero przesłać oświadczenie pracy w Kole Lotniczym. Dla porządku nazwiska wszystkich członków Koła Lotniczego (również i oddziałów terenowych) ogłaszane są w „Technice Lotniczej“.

Kolegów, którzy są członkami SIMP i pragną pracować w ZPIL, a nie zostali wciągnięci dotąd do naszego rejestru prosimy o dopełnienie obowiązku nadsyłania wspomnianego oświadczenia; należy je przesyłać na adres Związku: Warszawa, ul. Nowowiejska 24. Formularz oświadczenia można otrzymać w SIMP.

Kończąc tegoroczną kadencję przesyłamy Kolegom serdeczne życzenia na rok 1950.

NOWI CZŁONKOWIE.

W czwartym kwartale br. zostali przyjęci na członków ZPIL następujący Koledzy:

110 — Kucharski Jerzy
111 — Różański Zbigniew
112 — Szumny Bohdan
113 — Tymkiewicz Bolesław.

DOKOOPTOWANIE NOWYCH CZŁONKÓW DO ZARZĄDU ZPIL.

W myśl postanowienia Walnego Zebrania z dnia 10 lutego br. zostali dokooptowani na członków Zarządu ZPIL Koledzy:

Różański Zbigniew
oraz *Kurzyński Marian.*

ODCZYTY.

W okresie sprawozdawczym zostały wygłoszone dwa odczyty:

Kol. *Jerzego Skoniecznego* —
Świece zapłonowe silników niskoprężnych.
i Kol. *Jerzego Haraźnego* —
Tensometry oporowe.

Wydaje INSTYTUT WYDAWNICZY SIMP. Redaguje KOLEGIUM REDAKCYJNE ZPIL
Skład Kolegium: Przewodniczący — Inż. Wł. Fiszdon. Członkowie: dr. inż. Z. Brzoska, płk. inż. H. Krajewski, inż. Fr. Janik, dr inż. Fr. Misztal, inż. W. Roth, inż. J. Paczoski (Redaktor Techn.).
Cena pojedynczego zeszytu: Konto PKO-I-8100. Prenumerata roczna: 1948 — 300 zł, 1949 — 600, 1950 — 800 zł.
1948 r. — 120 zł, 1949 r. — 200 zł, 1950 r. — 250 zł.
Organizacjom młodzieży uczącej się przysługuje zniżka 50% przy prenumeracie od 10 egz.
Prenumerata za granicą: rocznie $ 4 wzgl. £ 1
Adres Redakcji: Warszawa, ul. Nowowiejska 24. Adres Administracji: Warszawa, ul. Mickiewicza 18.
Redakcja czynna jest we wtorki i czwartki od godz: 17.30 do 18.30
Druk.: „AUTOMAT“ Warszawa, Wileńska 7. B-97102

Wskazówki dla autorów współpracujących z „Techniką Lotniczą".

1. Przed przystąpieniem do opracowania artykułów kompilacyjnych lub tłumaczeń do „Techniki Lotniczej" należy porozumieć się z redakcją, celem upewnienia się, że dany temat nie jest w opracowaniu przez kogo innego.

2. Przy opracowywaniu artykułów należy położyć jak największy nacisk na przejrzystość układu, zrozumiałość i jasność treści. Brak tej cechy sprawia, że najwartościowsze nawet prace nie mogą być należycie ocenione.

Należy posługiwać się zdaniami, krótkimi, myśli główne należy wyraźnie uwypuklać, choćby nawet przez powtarzanie się.

Specjalnie ważne jest staranne i logiczne wprowadzanie wzorów, przy czym należy robić jak najmniej przeskoków.

Należy rozbić artykuł na logiczne rozdziały i ustępy, zaopatrując je w tytuły, numerować ważniejsze wzory, przestrzegając jednakowego słownictwa w tekście i na rysunkach, przestrzegać nowej pisowni polskiej zatwierdzonej przez Ministerstwo Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego z dn. 24 czerwca 1936 r., oraz ogólnie przyjętych symboli, skrótów itp.

3. Rękopis względnie maszynopis, nadesłany do redakcji musi odpowiadać następującym wymaganiom:

a) pisać po jednej stronie z interlinią (z odstępem pomiędzy wierszami) wyraźnie, atramentem, na kartkach formatu A4 (210 × 297 mm). Z lewej strony kartki musi być zostawiony margines dla korekty i uwag redakcji szerokości 30 mm. Na pierwszej stronie u góry pozostawić wolne około ¼ strony dla uwag redakcji i oznaczenia artykułu. —

b) Maszynopis nadesłać w 2 egzemplarzach na papierze kancelaryjnym a nie przebitkowym.

c) W rękopisie lub maszynopisie nie dawać żadnych podkreśleń, nie pisać r o z s t r z e l o n y m d r u k i e m, ani nie pisać wyrazów WERSALIKAMI (dużymi literami alfabetu). Chcąc wprowadzić tę formę do tekstu drukowanego należy stosować „Wskazówki dla autorów współpracujących z Instytutem Wydawniczym SIMP", którą to bruszurę prześlemy bezpłatnie na żądanie, lub pozostawić tę sprawę redakcji, zaznaczając jedynie w odpowiednim miejscu czarnym ołówkiem na marginesie: wydrukować kursywą, wersalikami, tłustym drukiem, rozstrzelonymi literami lub tp.

d) Nie pozostawiać wolnych miejsc na rysunki. W miejscu gdzie ma być umieszczony rysunek należy w środku szpalty podać oznaczenie w postaci: Rys. 1., Rys. 2., itp. W szczególności nie należy wcinać tekstu (tj. zmniejszać szerokości szpalty dla oznaczenia rysunku).

e) Wzory matematyczne podawać w oddzielnych wierszach. Wzory pisać odręcznie możliwie najwyraźniej, zachowując odpowiednią wielkość liter i cyfr oraz prawidłowe położenie wskaźników i symboli.

f) Odnośniki pisać bezpośrednio po wierszu, w którym cyfra odnośnika została podana [1]:

g) W odnośnikach biograficznych podawać nazwisko autora, tytuł książki lub artykułu, tytuł i numer czasopisma, w którym dany artykuł ukazał się, oraz rok wydania.

h) Numerować kartki rękopisu względnie maszynopisu w postaci:
— 1 —, — 2 —, itd. pośrodku strony u góry.

4. Rysunki i wykresy winny być wykonane w skali 1 : 3 (większe, cało-stronicowe) 2 : 1 pamiętając, że szerokość szpalty wynosi 85 mm, a szerokość kolumny 17,5 mm.

Rysunki powinny być wykonane tuszem na niezbyt szorstkim papierze rysunkowym lub na białej kalce rysunkowej (kalka niebieskawa lub żółtawa jest niewskazana).

Przy wykonywaniu wykresów należy tak dobrać skalę, aby po zmniejszeniu oczka siatki wykresu miały wymiar 5 × 5 lub 10 × 10 mm.

5. Fotografie oryginalne powinny być wykonane na gładkim, błyszczącym papierze fotograficznym i — o ile możności — retuszowane.

6. O ile mają być reprodukowane jakieś rysunki lub fotografie z innych dzieł, to dzieła te należy załączyć do rękopisu i zaznaczyć na wykazie rysunków tytuł i miejsce dzieła, z którego ma być zaczerpnięty dany rysunek.

Wydawnictwa te zostaną zwrócone.

7. Wszystkie rysunki, fotografie i wykresy winny być ponumerowane zgodnie z tekstem. Rysunki wykresy i fotografie należy składać w oddzielnej kopercie, usztywnionej tekturową wkładką. Nie mogą być one składane ani naklejane.

8. Autor obowiązany jest do wykonania co najmniej 2 korekt drukarskich w terminach wskazanych przez redakcję. Korektę należy przeprowadzić zgodnie z instrukcją podaną we „Wskazówkach dla autorów współpracujących z IW SIMP".

---

[1]) w wyjątkowych wypadkach można je umieszczać na końcu ustępu, w którym została podana cyfra odnośnika.

SIMP